WIADOMOŚCI
TECHNICZNO-ARTYLERYJSKIE

Nr. 15.

ZESZYT II — 1932 r.

Str.

TREŚĆ:

Pages.

SOMMAIRE:

U W A G A: Liczby, umieszczone nad tytułami poszczególnych artykułów w tekście, oznaczają symbole klasyfikacji dziesiętnej.

1413. DRUKARNIA GOSPODARCZA, WARSZAWA, WSPÓLNA 54, TELEFON 8-84-12.

620.1:623.472.3

Prof. dr. HUBER MAKSYMILJAN.

O WIELKOŚCI NAPRĘŻEŃ WŁASNYCH, POZOSTAŁYCH W SKORUPACH POCISKÓW DZIAŁOWYCH PO ICH OBRÓBCE TERMICZNEJ.

W pracy prof. St. Płużańskiego i inż. R. Bergera p. t. „Zachowanie się materjału przy procesach cieplnych podczas wyrobu pocisków działowych" (Wiad. techn.-artyleryjskie № 12, zesz. 1. 1932 r.) podano interesujące pomiary odkształceń pierścieni, wyciętych ze skorup termicznie obrobionych (str. 80 i nast.). Odkształcenia te zaszły wskutek dokonanego rozcięcia pierścienia w jednym przekroju (na rys. 102) i objawiły się mniej więcej równomiernem zmniejszeniem się średnicy zewnętrznej pierścienia, czyli zmniejszeniem się promienia krzywizny osi kołowej tego pierścienia jako pręta zakrzywionego. Dowodzi to niewątpliwie istnienia przed rozcięciem naprężeń wewnętrznych, których układ w każdym przekroju sprowadzać się musi do pary sił. W każdym przekroju musiały więc panować po stronie zewnętrznej ciśnienia, a wewnętrznej—ciągnienia, rozłożone tak w przekroju, ażeby suma algebraiczna naprężeń bezwzględnych była równa 0 (z powodu braku sił zewnętrznych na powierzchniach pierścienia). Tylko w ten sposób można objaśnić silniejsze zakrzywienie się pierścienia po usunięciu cienkiej warstwy materjału na przekroju aa. Wielkości naprężeń, jakie przy tem zachodziły, łatwo ocenić, zginając w myśli oba końce rozciętego pierścienia momentami M dobranemi tak, ażeby promień osi pierścienia przybrał znowu wartość pierwotną.

Wobec nieznajomości dokładnego prawa rozkładu naprężeń w przekroju zastosujemy do oceny rachunek przybliżony, wychodząc z teorji prętów cienkich, dla których zmiana krzywizny osi jest wprost proporcjonalna do momentu zginającego M, a odwrotnie — do sztywności zginania EJ. Oznaczywszy przez przez ρ promień krzywizny osi pierścienia nierozciętego, a $\triangle\rho$ ubytek po rozcięciu, mamy przeto:

$$\frac{1}{\rho - \triangle\rho} - \frac{1}{\rho} = \frac{M}{EJ}$$

Uwzględniając, że skrajną wartość naprężenia zginającego w warstwach o odległości e od warstwy obojętnej określa wzór:

$$\sigma = \pm \frac{M}{J} e,$$

możemy wyrugować z obu równań $\frac{M}{J}$. W ten sposób otrzymamy

$$\sigma = \pm Ee \left(\frac{1}{\rho - \triangle\rho} - \frac{1}{\rho} \right)$$

Ale $\rho = \frac{D}{2} - e$, jeżeli D oznacza średnicę zewnętrzną przed operacją rozcięcia. Pomijając znikomo małą zmianę wielkości e przy zginaniu, możemy napisać

$$\triangle\rho = \frac{\triangle D}{2}$$

Ostatecznie więc wzór

$$(1) \quad . \; . \; . \quad \sigma = \pm 2Ee \left(\frac{1}{D - 2e - \triangle D} - \frac{1}{D - 2e} \right)$$

posłuży do obliczenia przybliżonych wartości skrajnych naprężeń, powstałych widocznie jako skutek hartowania i zmniejszonych znacznie obróbką termiczną. Biorąc np. z tabl. 17 pierścień № 5, znajdujemy $D = 77$ mm, $e = 5$ mm, $\triangle D = 0{,}036$ mm.

Przyjąwszy $E = 2{,}1 \,.\, 10^4$ kg/mm², otrzymujemy:

$$\sigma = \pm 21 . 10^4 \left(\frac{1}{66{,}964} - \frac{1}{67} \right) =$$

$$= \pm 21 \,.\, 10^4 \,(0{,}0149334 - 0{,}0149254) =$$

$$= \pm 21 \,.\, 10^4 \,.\, 0{,}000008 = \pm 1{,}68 \text{ kg/mm}^2 = \pm 168 \text{ kg/cm}^2 .$$

Jak należało się spodziewać, znalezione wartości są małe i nie przewyższają zapewne 5% granicy plastyczności stali skorupy.

531.552.

Ppłk. dr. FELSZTYN TADEUSZ.

WPŁYW PIONOWYCH PRĄDÓW POWIETRZA NA TOR POCISKU.

Ostatnie lata badań meteorologicznych zaznajomiły nas bliżej z istnieniem, wielkościami i warunkami występowania wiatrów wstępujących i zstępujących. Zwłaszcza silny rozwój lotnictwa bezsilnikowego (lot szybowy) przyniósł nam wiele zupełnie nowych obserwacyj w tej dziedzinie.

Istnienie tych pionowych prądów powietrza pomijano dotychczas w rachunku toru pocisku. Mierząc wiatry i wyszukując możliwie najdoskonalsze wzory kompensacyjne na ustalenie t. zw. „wiatru balistycznego", przyjmowano zawsze wiatr średni, jako prąd ustalony, zmienny z wysokością, ale zawsze poziomy.

Jeżeli nawet liczono się przy pomiarach doświadczalnych wiatru ze zmienną szybkością wznoszenia się służącego do jego pomiaru balonika, to jedynie poto, by mieć pewność, na jakiej wysokości znajduje się w każdej chwili balonik, a więc, jaka jest szybkość średnia ruchu — uznawanego zawsze za poziomy — warstwy powietrza, przebytej przez niego w czasie między jednym odczytem a drugim.

Celem niniejszej pracy jest zbadanie, jak wielkim może być wpływ na lot pocisku prądów pionowych panujących w powietrzu, a dotychczas pomijanych.

1. Wyprowadzenie wzoru ogólnego.

Ażeby więc przyjąć pod uwagę w sposób prosty, choć niewątpliwie tylko przybliżony, wpływ wiatru pionowego w_y (ozna-

czonego przez +, jeżeli skierowany jest do góry) na lot pocisku, posługiwać się tu będziemy znanem założeniem Didion'a o ruchu względnym.

Wtedy (rys. 1) szybkość względna v_r i kąt rzutu względny τ_r pocisku względem powietrza wyrażać się będą wzorem:

$$v_r^2 = v_0^2 + w_y^2 - 2\, v_0\, w_y \sin \tau_0 \tag{1}$$

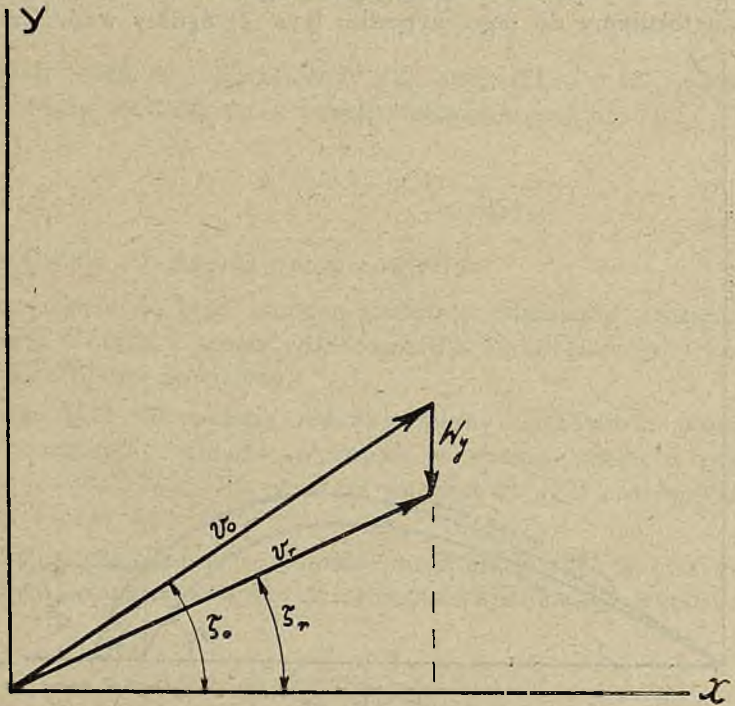
$$\operatorname{tg} \tau_r = \frac{v_0 \sin \tau_0 - w_y}{v_0 \cos \tau_0} \tag{2}$$

a więc

$$v_r = \sqrt{v_0^2 + w_y^2 - 2\, v_0\, w_y \sin \tau_0} \sim v_0 \sqrt{1 - 2\, \frac{w_y}{v_0} \sin \tau_0} \sim v_0 \left(1 - \frac{w_y}{v_0} \sin \tau_0 \right) \tag{3}$$

lub

$$\Delta v_0 = v_r - v_0 = - w_y \sin \tau_0 \,. \tag{4}$$



RYS. 1

Analogicznie

(5) $$\operatorname{tg} \tau_r = \operatorname{tg} \tau_0 - \frac{w_y}{v_0 \cos \tau_0}$$

a więc

(6) $$\Delta \operatorname{tg} \tau_0 = \frac{\Delta \tau_0}{\cos^2 \tau_0} = - \frac{w_y}{v_0 \cos \tau_0}$$

lub

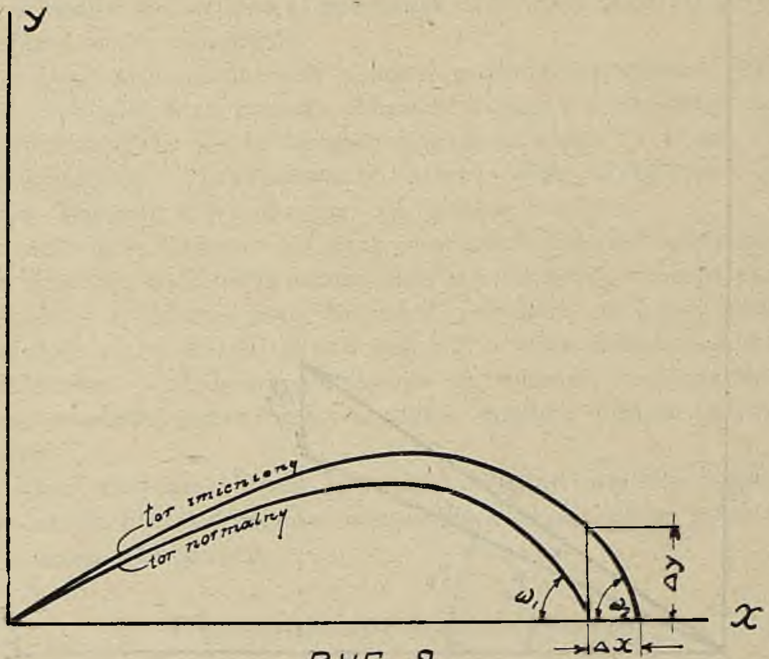
(7) $$\Delta \tau_0 = - \frac{w_y \cos \tau_0}{v_0},$$

przyczem należy zauważyć, że—jak to wynika bezpośrednio z rys. 1—

(8) $$\Delta (v_0 \cos \tau_0) = 0 .$$

Przyjmujemy na wstępie założenie najprostsze, że pocisk od wylotu aż do punktu upadku biegnie w warstwie powietrza posiadającej jednostajną szybkość pionową w_y.

Zastosujemy do tego wypadku (rys. 2) ogólny wzór Cranza [1]):



RYS. 2.

[1]) Dr. C. Cranz „Aüssere Ballistik". Wydanie 5. Berlin. 1925. str. 281.

$$\Delta y - \Delta x \operatorname{tg} \tau = \frac{\Delta (v_0 \cos \tau_0)}{v_0 \cos \tau_0} \{ n \,.\, x \operatorname{tg} \tau_0 + (n-2) x \operatorname{tg} \tau - 2(n-1) y \} +$$

(9)

$$+ \frac{x \Delta \tau_0}{\cos^2 \tau_0} + \left\{ (n-1) \frac{\Delta \alpha}{\alpha} - \frac{\Delta c}{c} \right\} (x \operatorname{tg} \tau_0 + x \operatorname{tg} \tau - 2y).$$

W naszym wypadku interesuje nas punkt upadku, $x = x_\omega$, a więc

(10) $$\Delta x = 0.$$

Zauważmy, że w założeniu samem

(11) $$\Delta c = 0.$$

Poza tem, tak jak to czyni Cranz w wymienionej wyżej pracy, i jak się to zwykle w pierwszem przybliżeniu przyjmuje,

(11a) $$\Delta \alpha = 0.$$

Jeżeli więc w (9) wstawimy (8), (10), (11) i (11a), a zamiast $\Delta \tau_0$ wstawimy wartość z (7), przekształca się ono na:

(12) $$\Delta_1 y = - w_y \frac{x}{v_0 \cos \tau_0}$$

i to niezależnie od stopnia oporu powietrza.

Oczywiście do tego samego rezultatu dojdziemy, stosując podane przez Cranza[2]) wzory różnicowe dla kwadratowego i kubicznego prawa oporu powietrza.

Wzór (12) nie podaje jednak zmiany całkowitej, ponieważ punkt początkowy układu wykonał w czasie przelotu pocisku t_ω drogę $+ w_y \,.\, t_\omega$. Dlatego też we wzorze (12) zastosowaliśmy znacznik 1 przy Δy.

Jeżeli uwzględnimy tę zmianę początku układu, to otrzymamy, że całkowita zmiana wysokości w punkcie upadku Δy wynosi:

$$\Delta y = + w_y \left(t_\omega - \frac{x_\omega}{v_0 \cos \tau_0} \right). \tag{13}$$

---

[2]) l. c. str. 283 i 284.

Powiększenie donośności wynosić więc będzie (rys. 2):

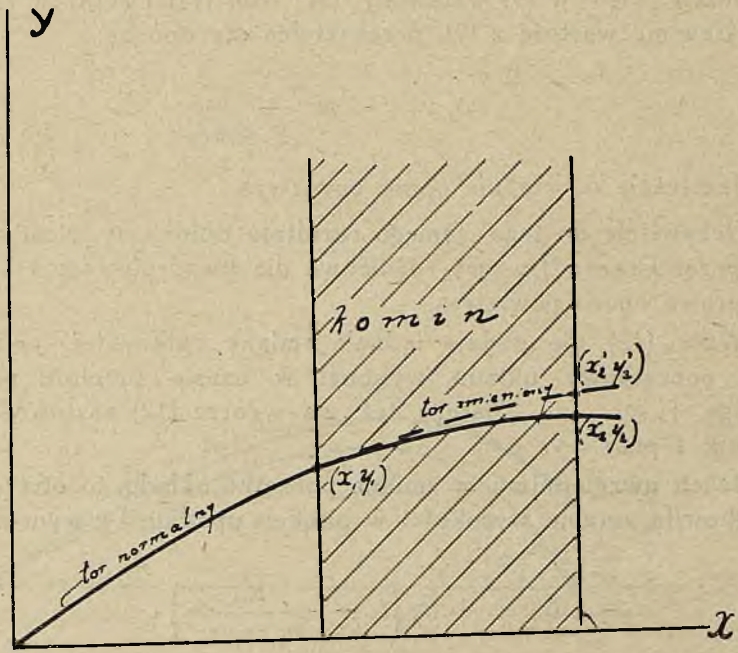
$$\Delta x_\omega = \frac{\Delta y}{\operatorname{tg} \omega} = + \frac{w_y}{\operatorname{tg} \omega} \left(t_\omega - \frac{x_\omega}{v_0 \cos \tau_0} \right) \tag{14}$$

2. Wypadek „komina" wiatru pionowego.

Wypadek jednak, że pocisk przebywa całkowicie swą drogę w prądzie wstępującym lub zstępującym jest wypadkiem wyjątkowym. Normalnie wiatry wstępujące spotykają się w formie „kominów" pewnej długości i wysokości. Przyjmiemy tu dla uproszczenia (co odpowiada rzeczywistości w większości wypadków), że wysokość „komina" jest wyższa od wierzchołkowej toru.

Ogólny wypadek jest to więc ten, kiedy pocisk w pewnym punkcie swego toru wchodzi w taki „komin" (rys. 3) przy elementach początkowych x_1, y_1, t_1, v_1, τ_1.

Oznaczamy przez x_2, y_2, t_2, v_2, τ_2 elementy końcowe toru pierwotnego przy opuszczaniu komina, a przez te same znaki z kreską (x_2', y_2', i t. d.) elementy toru, zmienione pod wpływem wiatru pionowego, panującego w tym kominie.



RYS. 3.

W samem założeniu, jak to wynika z faktu, że szukamy wartości elementów po opuszczeniu komina,

$$x_2' = x_2 ,$$

czyli

$$\Delta x = 0. \tag{15}$$

Ze wzoru (13) wynika również bezpośrednio, że:

$$\Delta_1 y = + w_y \left\{ (t_2 - t_1) - \frac{x_2 - x_1}{v_1 \cos \tau_1} \right\}. \tag{16}$$

Dla całkowitego obliczenia wartości zmian donośności pod wpływem wiatru pionowego potrzebne nam będą wartości v_2' i τ_2'.

Wartość t_2' nie wywiera wpływu na dalszy lot pocisku.

Wartość τ_2' znajdziemy z podanego przez Cranza [3]) wzoru (z odpowiednią zmianą znakowania).

$$\Delta \operatorname{tg} \tau + \frac{g \Delta x}{(v_2 \cos \tau_2)^2} = \frac{\Delta \tau_1}{\cos^2 \tau_1} - \frac{\Delta (v_1 \cos \tau_1)}{v_1 \cos \tau_1} \cdot \tag{17}$$

$$\cdot \left[2 (\operatorname{tg} \tau_2 - \operatorname{tg} \tau_1) + (n - 2) (\operatorname{tg} \tau_2 - \operatorname{tg} \tau_1) + \frac{g (x_2 - x_1)}{(v_2 \cos \tau_2)^2} \right] -$$

$$- \left[\operatorname{tg} \tau_2 - \operatorname{tg} \tau_1 + \frac{g (x_2 - x_1)}{(v_2 \cos \tau_2)^2} \right] \cdot \left[\frac{\Delta c}{c} + (n - 1) \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right]$$

w którym piszemy

$$\Delta x = \Delta c = \Delta \alpha = \Delta (v_1 \cos \tau_1) = 0$$

zgodnie z wzorami (8), (10), (11) i (11a).

Jeżeli dalej za $\Delta \tau_1$ wstawimy wartość z wzoru (7), przy odpowiednio zmienionem znakowaniu, to otrzymamy, że

$$\Delta_1 (\operatorname{tg} \tau) = - \frac{w_y}{v_1 \cos \tau_1}, \tag{18}$$

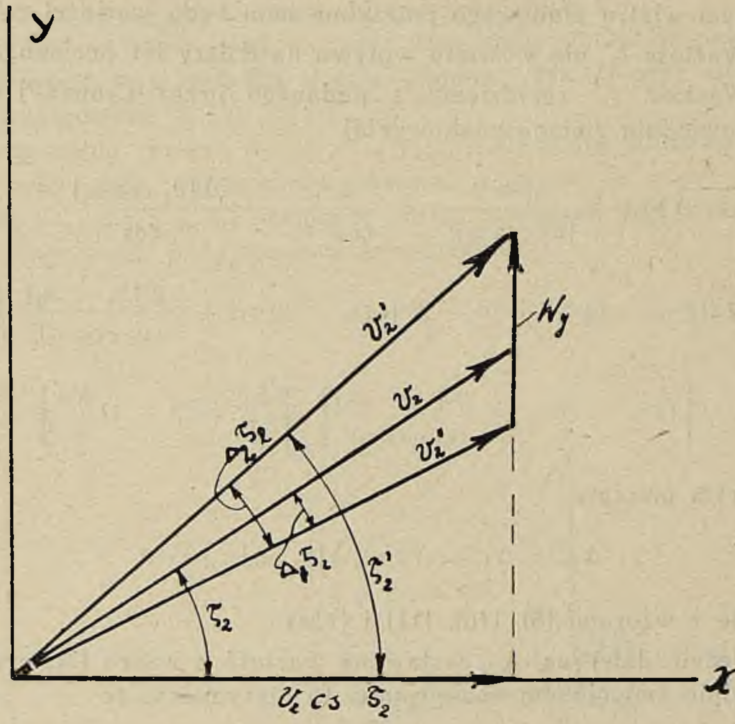
gdzie $\Delta_1 (\operatorname{tg} \tau)$ oznacza zmianę funkcji $\operatorname{tg} \tau$ w odniesieniu do układu o punkcie zerowym w ruchomej warstwie powietrza.

---

[3]) l. c. str. 282.

Ażeby znaleźć drugi składnik zmiany tg τ, będącej wynikiem (rys. 4) dodania wektoru pionowego w_y do wektoru v_2'' (gdzie v_2'' oznacza zmianę v_1 w odniesieniu do układu ruchomego), należy wpierw obliczyć wielkość bezwzględną v_2'', czyli zmianę v_2 pod wpływem zmian początkowych v_1 i τ_1.

W tym celu należy wpierw obliczyć zmianę v pod wpływem zmiany danych początkowych toru. Wobec tego, że w literaturze wzór ten w formie bezpośredniej nie jest podany, wyprowadzamy go w sposób analogiczny do podanego na str. 280 i 281 Cranz'a ogólnego dowodu wpływu zmian elementów początkowych na elementy końcowe łuku.



RYS. 4

3. Wyprowadzenie wzoru na zmianę szybkości lotu pod wpływem zmiany jego danych początkowych.

$$v \cos \tau = \frac{v_0 \cos \tau_0}{V(z)} \tag{19}$$

więc

(20) $$\frac{d(v \cos \tau)}{v \cos \tau} = \frac{d(v_0 \cos \tau_0)}{v_0 \cos \tau_0} - \frac{V'(z)\, dz}{V(z)} =$$

$$= \frac{d(v_0 \cos \tau_0)}{v_0 \cos \tau_0} - \frac{z\, V'(z)}{V(z)} \frac{dz}{z},$$

przyczem

(21) $$z = k \cdot c \cdot \alpha^{n-1} (v_0 \cos \tau_0)^{n-2}\, x,$$

gdzie

$$k = 2 \text{ dla } n = 2$$

$$k = (n-2) \text{ dla } n > 2$$

Więc

(22) $$\frac{d(v \cos \tau)}{v \cos \tau} = \frac{d(v_0 \cos \tau_0)}{v_0 \cos \tau_0} - \frac{z\, V'(z)}{V(z)} \cdot$$

$$\cdot \left\{ \frac{dc}{c} + (n-1) \frac{d\alpha}{\alpha} + (n-2) \frac{d(v_0 \cos \tau_0)}{v_0 \cos \tau_0} + \frac{dx}{x} \right\}$$

Na tym samym torze, w każdym jego punkcie

(23) $$dc = d\alpha = d(v_0 \cos \tau_0) = 0,$$

zachodzić więc musi równość

(24) $$\frac{d(v \cos \tau)}{dx} = - \frac{z\, V'(z)}{V(z)} \cdot \frac{v \cos \tau}{x}$$

Lecz

(25) $$\frac{d(v \cos \tau)}{dx} = \frac{d(v \cos \tau)}{dt} \cdot \frac{dt}{dx} = (-c\, v^n . \cos \tau) \cdot$$

$$\cdot \frac{1}{v \cos \tau} = -c\, v^{n-1}.$$

Z porównania (24) i (25) wynika, że

$$\frac{z V'(z)}{V(z)} = -(-c\, v^{n-1}) \cdot \frac{x}{v \cos \tau} = + \frac{c\, v^{n-2} x}{\cos \tau} . \tag{26}$$

Wstawiając to w (22) i zastępując różniczki przyrostami skończonemi, otrzymujemy:

$$\frac{\Delta (v \cos \tau)}{v \cos \tau} = \frac{\Delta (v_0 \cos \tau_0)}{v_0 \cos \tau_0} - \frac{c\, v^{n-2} x}{\cos \tau} . \tag{26}$$

$$\cdot \left\{ \frac{\Delta c}{c} + (n-1) \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + (n-2) \frac{\Delta (v_0 \cos \tau_0)}{v_0 \cos \tau_0} + \frac{\Delta x}{x} \right\} .$$

4. Ostąteczne ustalenie zmiany donośności przy przejściu pocisku przez komin wiatru pionowego.

Wstawiając w równanie (26) wartości z równań (8), (10), (11) i (11a), otrzymamy, że

$$\frac{\Delta (v \cos \tau)}{v \cos \tau} = 0 , \tag{27}$$

czyli rzut wektora v_2'' na oś xx-ów (rys. 4) jest równy $v_2 \cos \tau_2$.

Jeżeli dodamy wektorjalnie w_y do v_2'', otrzymamy:

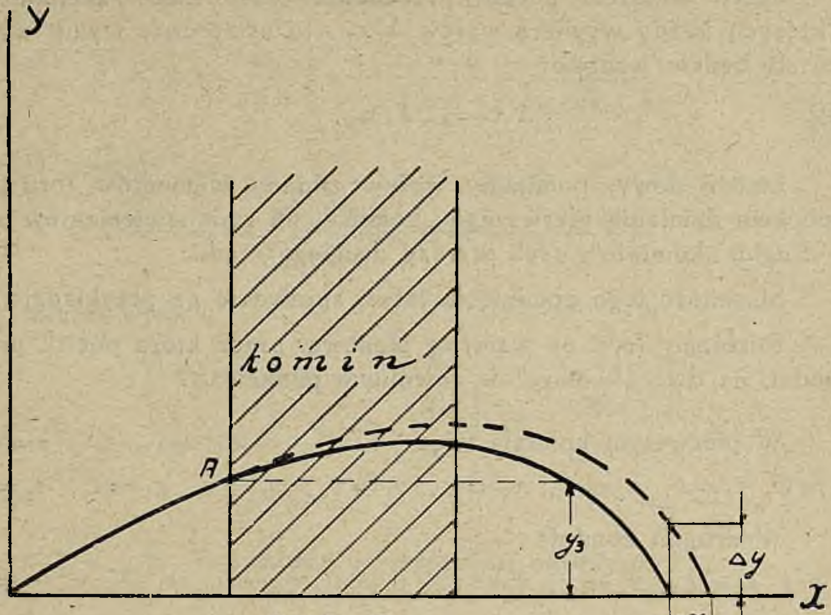
$$\Delta_2 (t g \tau) = \frac{+ w_y}{v_2 \cos \tau_2} , \tag{28}$$

czyli ostatecznie z (18) i (28):

$$\Delta (t g \tau) = w_y \left(\frac{1}{v_2 \cos \tau_2} - \frac{1}{v_1 \cos \tau_1} \right) = \frac{\Delta \tau_2}{\cos^2 \tau_2} . \tag{29}$$

Problem polega więc obecnie na znalezieniu wartości Δy, w wyniku zmian w v_2 i τ_2, określonych równaniem (27) i (29), w punkcie (rys. 5)

$$x = x_\omega , \quad y = - y_3 .$$



RYS. 5.

Zastosujemy tu wzór (9), uwzględniając, że i tu stosować możemy założenia (10), (11) i (11 a).

Otrzymamy wtedy

$$(30) \qquad \Delta_2 y = (x_\omega - x_2) \, . \, w_y \left(\frac{1}{v_2 \cos \tau_2} - \frac{1}{v_1 \cos \tau_1} \right)$$

W rezultacie więc

$\Delta_y = \Delta_1 y + \Delta_2 y$ (gdzie $\Delta_1 y$ określone jest równaniem (16)) wynosi:

$$(31) \qquad \Delta y = w_y \left\{ (t_2 - t_1) + \frac{x_\omega - x_2}{v_2 \cos \tau_2} - \frac{(x_\omega - x_2) + (x_2 - x_1)}{v_1 \cos \tau_1} \right\} =$$

$$= w_y \left\{ (t_2 - t_1) + \frac{x_\omega - x_2}{v_2 \cos \tau_2} - \frac{(x_\omega - x_1)}{v_1 \cos \tau_1} \right\},$$

a

$$(32) \qquad \Delta x_\omega = \frac{w_y}{tg\, \omega} \left\{ (t_2 - t_1) + \frac{x_\omega - x_2}{v_2 \cos \tau_2} - \frac{x_\omega - x_1}{v_1 \cos \tau_1} \right\}.$$

Jeżeli wreszcie pocisk przechodzi przez kilka „kominów", z których każdy wywiera wpływ $\Delta_n x_\omega$, to ostateczny wynik wyrażać się będzie wzorem:

(33) $$\Delta x_\omega = \Sigma \Delta_n x_\omega .$$

Innemi słowy, pomijamy wpływ zmiany elementów toru pod wpływem działania pierwszego „komina" na zmianę elementów toru w drugim „kominie", czyli wyrazy drugiego rzędu.

Słuszność tego pominięcia łatwo sprawdzić na przykładzie.

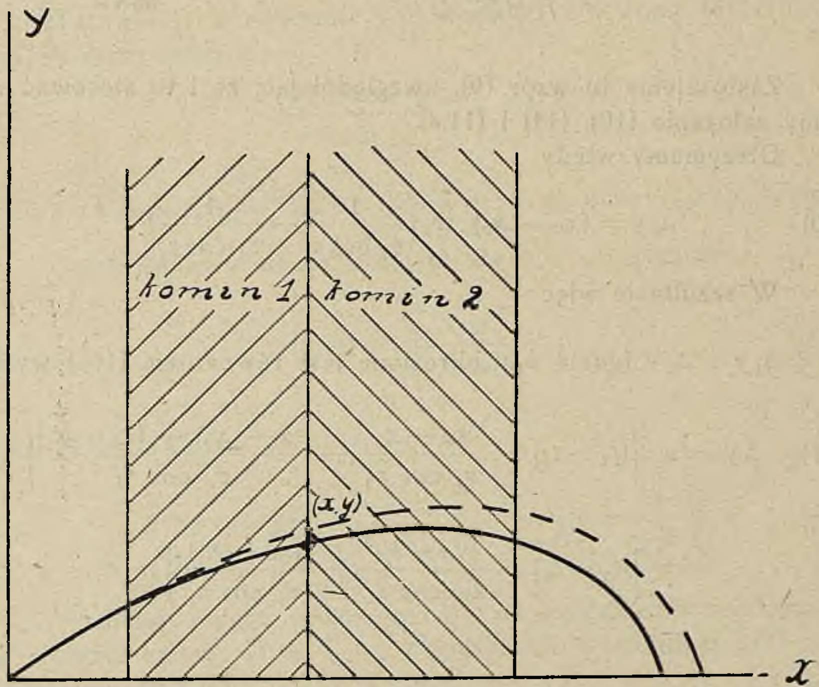
Rozłóżmy (rys. 6) warstwę pionową, przez którą pocisk przechodzi, na dwa „kominy" w dowolnym punkcie x.

W pierwszym kominie więc

$t_1 = 0$, $t_2 = t$, $x_1 = 0$, $x_2 = x$, $v_1 = v_0$, $v_2 = v$, $\tau_1 = \tau_0$, $\tau_2 = \tau$.

W drugim kominie

$t_1 = t$, $t_2 = t_\omega$, $x_1 = x$, $x_2 = x_\omega$, $v_1 = v$, $v_2 = v_\omega$, $\tau_1 = \tau$, $\tau_2 = -\omega$.



RYS. 6

W pierwszym więc kominie

$$\Delta_1 x_\omega = \frac{w_y}{tg\,\omega}\left\{t + \frac{x_\omega - x}{v \cos \tau} - \frac{x_\omega}{v_0 \cos \tau_0}\right\}$$

W drugim

$$\Delta_2 (x_\omega) = \frac{w_y}{tg\,\omega}\left\{(t_\omega - t) - \frac{x_\omega - x}{v \cos \tau}\right\}$$

Razem więc:

$$\Delta x_\omega = \Delta_1 x_\omega + \Delta_2 x_\omega = \frac{w_y}{tg\,\omega}\left\{t_\omega - \frac{x_\omega}{v_0 \cos \tau_0}\right\}$$

zgodnie z wzorem (19).

5. Przykłady w wypadku ogólnym.

Ażeby zdać sobie sprawę z tego, jakiego rzędu mogą być zachodzące tu wielkości, obliczmy 3 przykłady:

a) 75 mm gr. wz. 15, $v_0 = 550$ m/sek, $x_\omega = 4000$ m.

b) 7,9 mm pocisk „*S*", wystrzelony z kb., $v_0 = 880$ m/sek, $x_\omega = 1000$ m.

c) jak b) $x_\omega = 2000$ m.

Dane dla obliczenia przedstawia poniższa tabela:

Wypadek	τ_0	$v_0 \cos \tau_0$	$\frac{x_\omega}{v_0 \cos \tau_0}$	t_ω	$tg\,\omega$	Δx_ω dla $w_y = 1$ m/sek
a	$8^0 20'$	544 m/sek	7,35 sek	12,2	0,2321	20,9 m
b	$1^0 15' 23''$	880 „	1,137 „	2,251	0,03448	32,3 „
c	$5^0 5' 33''$	877 „	2,280 „	7,213	0,2088	23,6 „

Wypadek a) jest rzadki. Kominy takiej rozciągłości zdarzać się mogą w wyjątkowych tylko wypadkach. Jeżeli do tego dojdzie szybkość wiatru n. p. 10 m/sek, to różnica donośności sięgnie 200 m

i więcej. Są to owe „niewytłumaczalne" zmiany w specjalnie niekorzystnych warunkach atmosferycznych.

Jeszcze bardziej rzucają się w oczy wpływy wiatrów pionowych w wypadku b). Wiatr taki o szybkości 3 m/sek zmienia donośność o okrągłe 100 m. Wiatr pionowy może więc być jedną z przyczyn zmiany donośności ognia k. m., tem poważniejszych, że w torze tak przyziemnym wiatry pionowe panują niewątpliwie często, zwłaszcza w dniach słonecznych, jako naturalny wynik ogrzania ziemi.

Wiatry pionowe mogą więc być w ogniu piechoty jedną z zasadniczych przyczyn jego nieobliczalnych zmian. W terenie szczególnie niepomyślnym (np. kotliny) wpływy wiatrów pionowych mogą być bardzo duże. One też tłomaczą owe nieobliczalne wprost wyskoki, jakie często obserwujemy przy strzelaniu na niektórych poligonach.

6. Obliczanie toru pocisku 75 mm.[4])

Ażeby obliczyć wpływ wiatru pionowego w pewnym konkretnym wypadku toru artyleryjskiego, należy znać cały przebieg toru pocisku. Wiatry pionowe bowiem nie występują przeważnie w formie ciągłego prądu, lecz w postaci „kominów" wiatru wstępującego lub zstępującego.

Jako przykład weźmiemy 75 mm gr. wz. 17 z zapaln. R.Y.G., wystrzelony kątem rzutu $\tau_0 = 35^0$.

Z tabel strzelniczych i wykresów toru można dla tego pocisku odczytać następujące dane:

Punkt początkowy:

$$v_0 = 577 \text{ m/sek}, \ \tau_0 = 35^0, \ x = 0, \ t = 0.$$

Punkt upadku:

$$v_\omega \text{ (styczne)} = 259{,}5 \text{ m/sek}, \ \omega = 48^0 48', \ x_\omega = 10665 \text{ m}, \ t_\omega = 43{,}6 \text{ sek}.$$

Wierzchołek:

$$v = 233 \text{ m/sek}, \ \tau = 0^0, \ x_w = 5880 \text{ m}, \ y_w = 2450 \text{ m}.$$

---

[4]) Rozdział ten został opracowany przez *inż. Jerzego Ciundziewickiego*, st. asyst. Zakładu Balistyki Politechniki Warszawskiej.

Chcąc przy pomocy tych elementów uzyskać dane reszty punktów toru pocisku, zastępujemy wznoszącą się gałęź toru krzywą stożkową, styczną do niej u wierzchołka oraz ściśle styczną na początku, opadającą zaś gałęź — stożkową styczną u wierzchołka oraz ściśle styczną w punkcie upadku.

W najogólniejszym wypadku równaniem tych gałęzi toru zastępczego będzie

$$y^2+Bxy+Cx^2+Dx+Ey+F=0. \tag{34}$$

W każdej z tych stożkowych mamy 2 punkty, przez które ma ona przechodzić, 2 styczne w tych punktach, oraz warunek piąty „ścisłej styczności".

Warunek przejścia przez punkt początkowy lub końcowy toru daje, że dla $x=0$, $y=0$, a więc w równaniu (34) $F=0$. Do dalszego określenia stałych potrzebne są więc jeszcze tylko 4 warunki.

Chcąc warunki te wprowadzić w równanie, należy znaleźć pierwszą i drugą pełną pochodną naszej funkcji:

$$tg\,\tau=y'=-\frac{\dfrac{\partial F}{\partial x}}{\dfrac{\partial F}{\partial y}}=-\frac{By+2Cx+D}{2y+Bx+E}. \tag{35}$$

$$y''=\frac{\partial y'}{\partial x}+\frac{\partial y'}{\partial y}y'=\frac{1}{(2y+Bx+E)^2}\Big\{-2C(2y+Bx+E)+ \tag{36}$$

$$+B(By+2Cx+D)+\Big[B(2y+Bx+E)-$$

$$-2(By+2Cx+D)\Big]\frac{By+2Cx+D}{2y+Bx+E}\Big\}.$$

Dla części wznoszącej się toru będziemy więc mieli układ równań:

$$y_0'=tg\,\tau_0=-\frac{D}{E}, \tag{37}$$

$$\rho_0=-\frac{v_0^2}{g\cos\tau}=\frac{(1+y_0'^2)^{3/2}}{y''}=\frac{1}{\cos^3\tau_0}\cdot\frac{E^3}{2(BDE-CE^2-D^2)}. \tag{38}$$

Rugując D z pierwszego i drugiego równania, mieć będziemy)

(39) $$D = -E\,tg\,\tau_0$$

oraz

(40) $$\frac{E}{B\,tg\,\tau_0 + C + tg^2\,\tau_0} = \frac{2\,v_0^2\cos^2\tau_0}{g}\,.$$

Stożkowa przechodzi przez wierzchołek toru, t. j. $F(x_w\,, y_w) = 0$

(41) $$y_w^2 + B\,x_w y_w + C\,x_w^2 + E\,y_w - E\,tg\,\tau_0\,y_w = 0$$

Styczna jej w wierzchołku jest pozioma, więc

(42) $$B\,y_w + 2\,C\,x_w - E\,tg\,\tau_0 = 0$$

Dla części opadającej toru obieramy początek układu, przez analogię do części wznoszącej się, w punkcie upadku, oś zaś odciętych skierowujemy poziomo w lewo. Wtedy równania nasze przyjmą postać:

(43) $$D_1 = -E_1\,tg\,\omega\,,$$

(44) $$\frac{E_1}{B_1\,tg\,\omega + C_1 + tg^2\,\omega} = \frac{2\,v_\omega^2\,\cos^2\,\omega}{g}$$

(45) $$y_w^2 + B_1\,x_{1w}\,y_w + C_1\,x_1{}^2{}_w - E_1\,tg\,\omega\,x_{1w} + E_1\,y_w = 0$$

(46) $$B_1\,y_w + 2\,C_1\,x_{1w} - E_1\,tg\,\omega = 0$$

W konkretnym wypadku, wprowadzając podane wyżej wielkości w równania (34) — (46), otrzymujemy dla części wznoszącej się toru równanie

(47) $$y^2 - 0{,}447\,xy - 0{,}333\,x^2 + 5019\,x - 7170\,y = 0\,,$$

a dla części opadającej toru

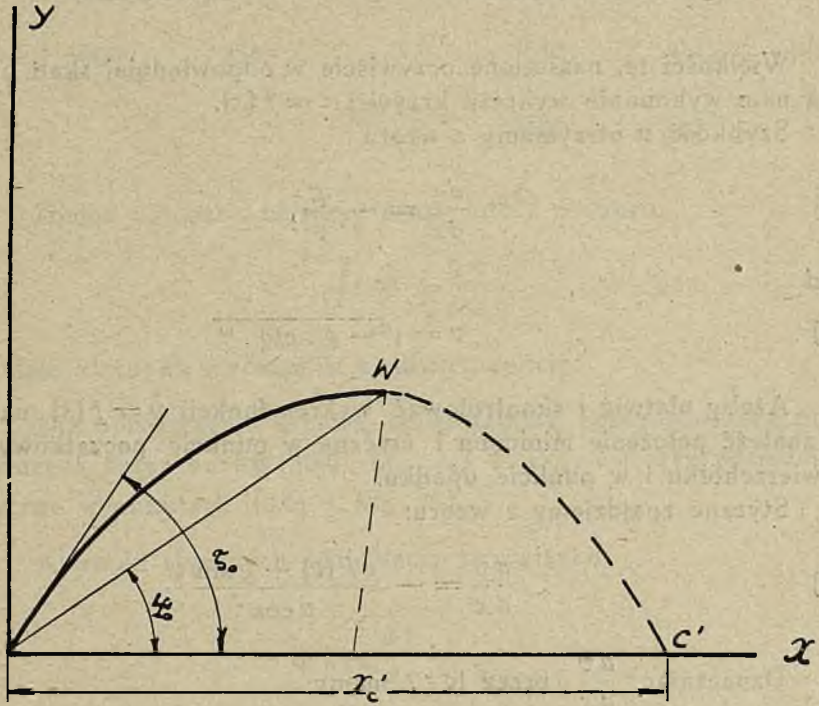
(48) $$y^2 - 1{,}08\,xy + 0{,}135\,x^2 + 1360\,x - 1190\,y = 0\,.$$

UWAGA: Do tego samego celu możnaby dojść, posługując się wzorem, podanym przez *Dufrenois.*

Jeżeli mianowicie (rys. 7) stożkowa jest ściśle styczna w punkcie 0, co tem samem daje jej $\rho_0 = \frac{v_0^2}{g \cos \tau_0}$, i ma styczną poziomą w punkcie W taką, że kąt, jaki tworzy linja $O\,W$, z poziomem, wynosi ψ_0, to przecina ona linję poziomą w punkcie C takim, że $X_C = O\,C$, wyraża się wzorem

(49) $$X_C = \frac{2\,v_0^2}{g} tg\,\tau_0 \frac{\sin^2(\tau_0 - \psi_0)}{\sin^2 \psi_0}.$$

Wzór ten jednak nie zezwala na szybkie obliczenie reszty elementów.



RYS. 7.

Z krzywej $y = f(x)$ łatwo można znaleźć kąt nachylenia toru $\tau = f(x)$. Wstawiając w równanie (35) spółczynniki równań (47), wzgl. (48), otrzymujemy dane następujące:

	Gałęź wznosząca się		Gałęź opadająca	
$x =$ 1000 m	$y =$ 675 m	$\tau = 32^0 53'$	$y =$ 985 m	$\tau = -39^0 4'$
2000 m	1284 m	$29^0 31'$	1681 m	$-30^0 20'$
3000 m	1795 m	$23^0 24'$	2156 m	$-21^0 1'$
4000 m	1966 m	$16^0 20'$	2400 m	$-7^0 52'$
5000 m	2384 m	$7^0 37'$		

Wykres $\tau = f(x)$ przechodzi przez punkty $(0, \tau_0)$, $(x_w, 0)$ i (x_ω, ω). Styczne na początku i końcu toru znajdziemy ze związku:

(50) $$tg\,\Theta = \frac{d\tau}{dx} = -\frac{g}{v^2}.$$

Skąd:

$$\text{tg}\,\Theta_0 = 0{,}0000294653 \quad \text{i} \quad \text{tg}\,\Theta_\omega = -0{,}000145676.$$

Wielkości te, naniesione oczywiście w odpowiedniej skali, ułatwią nam wykonanie wykresu krzywej $\tau = f(x)$.

Szybkość v otrzymamy z wzoru

(51) $$\frac{d\tau}{dx} = -\frac{g}{v^2},$$

stąd

(52) $$v = \sqrt{-g\,.\,\text{ctg}\,.\,\Theta}$$

Ażeby ułatwić i skontrolować wykres funkcji $v = f(x)$, należy znaleźć położenie minimum i styczne w punkcie początkowym, w wierzchołku i w punkcie upadku.

Styczne znajdziemy z wzoru:

(53) $$\frac{dv}{dx} = -\frac{c\,F(v) + g \sin \tau}{v \cos \tau}.$$

Oznaczając $\frac{dv}{dx}$ przez $\text{tg}\,\zeta$, mamy:

$$\text{tg}\,\zeta_0 = -0{,}14381$$

$$\text{tg}\,\zeta_\omega = +0{,}015743$$

$$\text{tg}\,\zeta_w = -0{,}0149\,.$$

Ażeby znaleźć v_{min}, należy wpierw znaleźć Θ_{max}.

Odnajdujemy je wprost z wykresu. Rysując styczne do krzywej $\tau = f(x)$ potrzebne nam dla wzoru (52), łatwo znajdziemy Θ_{max} bezpośrednio.

Obliczona na tej zasadzie szybkość wynosi:

Gałęź wznosząca się		Gałęź opadająca		
$x = 2000$	$v = 358$ m/sek	$x = 1000$	$v = 253$ m/sek	
3000	302 „	2000	238 „	
5000	254 „	3515	203 „	(v_{min})
		4000	217 „	

Znając v, można obliczyć czasy lotu t z wzoru:

(54) $$dt = \frac{dx}{v \cos \tau},$$

co daje kierunek stycznej w każdym punkcie.

Dla uproszczenia krzywą tę zastąpimy przez stożkową przechodzącą przez punkty (0,0), (x_w, t_w) i (x_ω, t_ω) oraz posiadającą styczne w punktach (0,0) i (x_ω, t_ω).

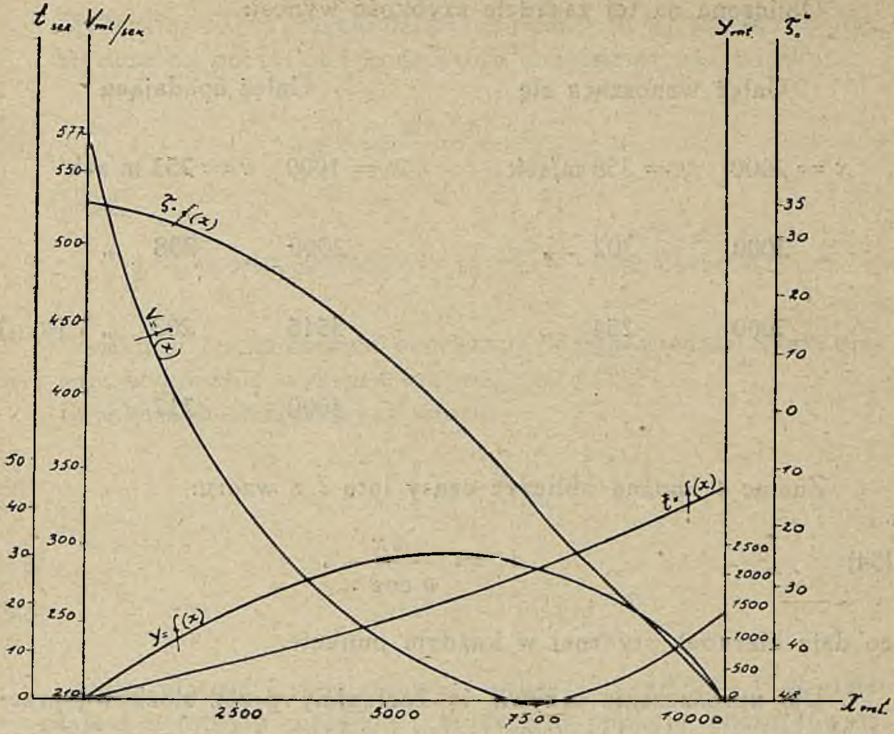
Kierunki stycznych znajdziemy ze związku:

$$\operatorname{tg} \xi = \frac{dt}{dx} = \frac{1}{v \cos \tau}$$

$$\operatorname{tg} \xi_0 = 0{,}0021157$$

$$\operatorname{tg} \xi_\omega = 0{,}00585028.$$

Poszczególne wielkości toru przedstawia rys 8.



RYS. 8.

7. Obliczenie wpływu wiatru pionowego na tor prawie największej donośności pocisku 75 mm.

Ażeby obliczyć, jak wielki może być wpływ wiatru pionowego na obliczony w rozdziale 6-ym tor pocisku, przyjmujemy następujące założenie:

a) Pocisk natrafia w odległości $x = 5000$ m na komin o długości 1000 m, szybkości $w_y = 3$ m/sek.

b) Pocisk natrafia na ten sam komin dla $x = 2000$.

c) Pocisk natrafia na ten sam komin dla $x = 8665$.

d) Pocisk natrafia w odległości $x = 3000$ m na komin długości 3000 m, o szybkości $w_y = 12$ m/sek.

e) Pocisk natrafia na ten sam komin dla $x = 6665$ m.

Wielkość poszczególnych danych, potrzebnych do obliczenia wpływu podaje poniższe zestawienie:

x	y	τ	t	v
2000 m	1284 m	$+29^0 31'$	5,21 sek	358 m/sek
3000 „	1795 „	$+23^0 24'$	8,44 „	302 „
5000 „	2384 „	$+\ 8^0\ 2'$	16,16 „	254 „
6000 „	2438 „	$-\ 0^0 50'$	20,18 „	237 „
6665 „	2400 „	$-\ 7^0 52'$	23,44 „	217 „
8665 „	1681 „	$-30^0 21'$	32,64 „	238 „
9665 „	985 „	$-39^0\ 4'$	38,02 „	253 „

Wyniki obliczeń podaje poniższe zestawienie:

Wypadek	Długość komina	Początek komina	Sybkość wiatru	Δx_ω
a	1000 m	5000 m	3 m/sek	10 m
b	„	2000 m	„	8 m
c	„	8665 m	„	13 m
d	3000 m	3000 m	12 m/sek	115 m
e	3000 m	6665 m	„	139 m.

8. Obliczenie wpływu wiatru pionowego na tor 75 mm gr. przy torze bardzo płaskim.

Ażeby uzyskać dane porównawcze, jak wpływa płaskość toru na wielkość wpływu wiatru pionowego, wzięto ponownie przykład gr. 75 mm, lecz przy kącie rzutu 5°. Dla uproszczenia rachunku przyjęto, że pocisk wchodzi w „komin" wiatru pionowego u wierzchołka.

Dane do obliczenia są następujące:

$$x_2 = x_\omega = 3600 \text{ m}, \qquad x_1 = x_w = 1990 \text{ m},$$

$$v_1 = v_w = 400 \text{ m/sek}, \qquad \tau_1 = 0^0,$$

$$t_2 = t_\omega = 8{,}8 \text{ sek}, \qquad t_1 = t_w = 4{,}225,$$

$$\omega = 5^0 43', \qquad \text{tg}\ \omega = 0{,}10.$$

Długość „komina" 1610 m.

Poprawka jednostkowa dla $w_y = 1$ m/sek wynosi 5,5 m, a więc dla wiatru o szybkości 3 m/sek: 16,5 m, dla 10 m/sek: 55 m.

9. Wnioski.

Jak z powyższego widać, wpływ wiatrów pionowych na tor pocisku może być wielkością nie bez znaczenia praktycznego.

Znaczenie jego dla pocisków o dużym spółczynniku balistycznym (np. karabinowych) podkreśliliśmy uprzednio.

Ale i dla pocisków działowych może on mieć wpływ dość znaczny.

Nawet w wypadku, gdy „kominy" nie są zbyt rozległe, gdzie jednak pocisk, którego donośność wynosi 10000 m, napotyka w swej drodze 3 takie „kominy" po 1000 m długości, przy stosunkowo niedużej szybkości wznoszenia się (3 m/sek), to łączny wpływ wynosi już 30 m, a więc procentowo niewiele, ale zawsze wielkość wartą już uwzględnienia.

Toż samo odnosi się do „komina", przedstawionego w rozdziale 8-ym, gdzie nawet przy słabym wietrze wpływ na donośność już wyraźnie daje się odczuć.

Znacznie większe znaczenie może mieć wiatr pionowy przy większej jego szybkości i rozciągłości, a więc w niesprzyjających warunkach atmosferycznych.

I tak w przykładzie a), podanym w rozdziale 5), może wiatr ten zmienić donośność na 4000 m nawet o 200 m, a więc bardzo poważnie.

Jeżeli, jak w przykładzie *d* i *e* rozdziału 7, pocisk na swym torze napotka dwa takie kominy, to wpływ na donośność wyrazi się wielkością około 250 m na 10000 m, a więc liczbą istotnie poważną.

Jak więc z tego widać, o ile słabe i mało rozciągłe wiatry wstępujące mały tylko wpływ wywierać mogą na donośność, o tyle silniejsze i bardziej rozciągłe dawać mogą odchylenia bardzo dotkliwe.

W obecnym stanie naszej wiedzy meteorologicznej, strzelający nie ma żadnej możności nawet stwierdzić istnienia takich wiatrów, a tem mniej je zmierzyć. Uwzględnienie ich w strzelaniu, nawet

doświadczalnem, a tem bardziej praktycznem, jest więc poprostu niemożliwe.

Przed meteorologją wojskową staje więc zadanie znalezienia metod, któreby pozwoliły na zmierzenie, lub przynajmniej przybliżone określenie takich wiatrów w chwili strzelania. Balistyka bez trudności znajdzie, jak z powyższego widać, proste środki uwzględniania tych pomiarów dla strzelania.

Niechby metody te były na początku nawet laboratoryjne, dające się zastosować tylko na poligonach doświadczalnych. Zastosowanie ich polowe niewątpliwie przyjdzie z czasem. Ale prace w tym kierunku należy już rozpocząć. Jak bowiem widać z danych liczbowych, podanych uprzednio, wiatry pionowe mogą w niekorzystnych warunkach dość poważnie zmienić tor pocisku. Trzeba więc umieć je stwierdzić i mierzyć, ażeby móc wpływ ten uwzględnić przy strzelaniu.

531.577 + 623.565.3

Ppłk. dr. FELSZTYN TADEUSZ,
LEWANDOWSKI WAWRZYNIEC
i ZIĘBIŃSKI MARJAN.

ODBIJANIE SIĘ POCISKU „S", WYSTRZELONEGO Z KBK., OD STALI I DRZEWA NA ODLEGŁOŚCIACH 100, 200 i 300 m.

WSTĘP.

Zagadnienie odbijania się pocisków karabinowych od przeszkód, lub rozbijania się na nich, ma duże znaczenie praktyczne. Znajomość bowiem kąta odbicia się umożliwia obliczenie rozmieszczenia osłon na strzelnicach w taki sposób, ażeby pocisk, odbity od jednej osłony, napewno napotkał na swej drodze drugą osłonę i w ten sposób nie wyszedł poza obręb strzelnicy. Dalej, poznanie krytycznego kąta uderzenia, poniżej którego pocisk, uderzając w daną osłonę, odbije się, zamiast wnikać w nią lub rozbijać się na niej, — zezwala na takie ustawienie płaszczyzn poszczególnych osłon, ażeby wykluczyć, lub przynajmniej zredukować, możliwość powstawania odbić, zawsze niebezpiecznych na strzelnicach.

To ostatnie zagadnienie łączy się ściśle z problemem brzegów przeszkody. Jasną jest rzeczą, że pocisk, uderzając o brzeg osłony, musi się zachowywać inaczej, niż uderzając w jej środek i że w tym wypadku szanse odbicia się są, nawet powyżej kąta krytycznego, o wiele większe. Poznanie, jak głęboko dla danego ośrodka sięga ta niebezpieczna strefa, pozwala na obliczenie praw-

dopodobieństwa powstania odbić na terenie strzelnicy, a tem samem na określenie celowości zastosowania takich lub innych osłon.

Dlatego też znajomość zachowania się pocisku przy zetknięciu się z najczęściej na strzelnicy stosowanemi osłonami (stal, drzewo) jest konieczna dla konstruktora strzelnic.

Ponadto jeszcze doświadczenia prowadzone w tym kierunku mogą się poważnie przyczynić do teoretycznego wyjaśnienia zawiłego problemu zachowania się pocisku u celu.

Zbyt mało jeszcze wiemy w tej dziedzinie, ażeby fragmentaryczne nasze doświadczenia dały się połączyć w jakąś regułę, choćby empiryczną, zezwalając tem samem na p r z e w i d y w a n i e, właściwy cel wszelkiej pracy badawczej.

Właśnie jednak dlatego zebranie możliwie największej ilości danych doświadczalnych stanowić musi przesłankę wszelkiej późniejszej pracy teoretycznej.

Temu więc podwójnemu celowi: znalezieniu liczb, potrzebnych konstruktorowi strzelnic, i uzyskaniu możliwie obfitego materjału doświadczalnego z zakresu balistyki końcowej, służyć ma niniejsza praca.

Przy tej okazji uważamy za miły nasz obowiązek podziękować na tem miejscu p. inż. Henrykowi Walczakowi z Departamentu Budownictwa Ministerstwa Spraw Wojskowych, który umożliwił nam zapoznanie się z literaturą tego przedmiotu i zachęcił nas do przeprowadzenia poniższej pracy.

Systematycznych badań nad odbijaniem się pocisków karabinowych przeprowadzono bardzo mało; literatura fachowa podaje w tym kierunku bardzo słabe wiadomości.

Najobszerniejsze studjum w tej sprawie pojawiło się w książce „Organisation des champs de tir et construction des stands", Levallois-Peret, 1903. Imprimerie Wellhoff et Roche, wydawnictwo Union des Sociétés de Tir de France str. 86—110. Praca ta, oparta na studjach École Normale de Tir w Camps de Châlons, mjra (dziś gen.) Journée, Commission d'études du Génie w Wersalu i innych, podaje obszerny materjał odnośnie odbijania się pocisku od poszczególnych przeszkód. Ponieważ jednak odnosi się do pocisków tępych, o szybkościach nie przekraczających 600 m/sek, podczas gdy nasze dzisiejsze pociski mają szybkość ponad 800 m/sek i są

kształtu ostrego, to też dane jej nie mogą być zupełnie decydujące dla zachowania się pocisku „S", wystrzelonego z naszego karabinka.

Tem ciekawsze więc będzie porównanie wyników niniejszej pracy z wynikami prac wyżej wymienionych.

I. PLAN PRACY.

Plan pracy obejmował:

1. Wyznaczenie krzywej szybkości pocisku w zależności od odległości, na odległościach od 0 do 300 m.
2. Wstrzelanie krzywej szybkości pocisku na odległości 10 m w zależności od ładunku prochu.
3. Odbijanie się pocisku od powierzchni desek:
   a) włókna desek równoległe do płaszczyzny padania,
   b) włókna desek prostopadłe do płaszczyzny padania.
4. Odbijanie się pocisku od krawędzi deski:
   a) krawędź deski równoległa do włókien,
   b) krawędź deski prostopadła do włókien.
5. Odbijanie się pocisku od powierzchni płyty stalowej.
6. Odbijanie się pocisku od krawędzi płyty stalowej.

II. UZYSKANE WYNIKI.

1. Pomiar szybkości pocisku na odległościach 100, 200 i 300 m.

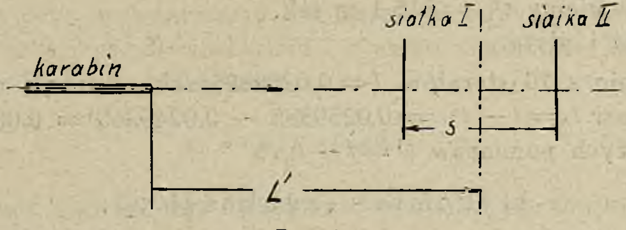
Zagadnienie odbijania się pocisków jest dla konstruktora strzelnic najbardziej interesujące w granicach do 300 m, normalnej odległości strzelnic szkolnych. Pracę naszą ograniczyliśmy więc jedynie do tych odległości. Ponieważ poza tem najważniejsze osłony znajdują się na odległościach 100, 200 i 300 m, a ponadto dla uzyskania danych porównawczych i zbadania zależności zjawisk od szybkości pozostałej pocisku wystarczy określić je w 3 punktach, to też badania nasze postanowiliśmy z góry ograniczyć do tych 3 odległości.

Ażeby jednak zbadać odbijanie się się pocisku na odległościach 100, 200 i 300 m, trzebaby ustawić badane deski lub płytę stalową na tych odległościach, co byłoby zbyt uciążliwe, wymagałoby bowiem zbyt dużej ilości pocisków, ażeby trafić w żądane

miejsce. Można tego uniknąć w sposób następujący: pomierzyć szybkości pocisku na tych odległościach i dobrać odpowiednio mniejsze ładunki prochu w ten sposób, ażeby szybkość pocisku na odległości np. 10 m była równa szybkości pocisku na odległościach 100, 200 i 300 m; wtedy wystarczy wykonać pomiary na odległości 10 m. Wykonanie zadania tym sposobem jest jednak obarczone pewnym błędem z tego powodu, że pocisk na odległości 10 m ma daleko gorszą stabilizację niż na 100, 200 i 300 m. Błąd ten jednak jest napewno nieduży. Ponadto mniejsza stabilizacja sprzyja odbijaniu się pocisków. Wnioski więc wysnute na zasadzie tych prób będą napewno ostrzejsze, niż gdyby wyprowadzić je na zasadzie odbijania się pocisku na odległościach właściwych. Z punktu widzenia bezpieczeństwa strzelnicy stanowią one przeto niejako górną granicę, t.j. najniekorzystniejszy wypadek. Z tego też względu, dla celu praktycznego, ktory przedewszystkiem przyświecał naszej pracy, będą one zupełnie wystarczające.

Ten zresztą sposób pracy jest konieczny, jeżeli się nie chce stracić zbyt wiele amunicji i czasu, by uzyskać trafienie w kilku milimetrowe krawędzie na odległości 300 m.

Celem wyznaczenia krzywej szybkości pozostałej od 0 do 300 m, należało pomierzyć szybkość na odległościach 25, 60, 100, 200 i 300 m. Schemat urządzenia do tego pomiaru podaje rys. 1.



Rys. 1.
Schemat urządzenia do pomiaru szybkości pocisku.

Przy pomiarze szybkości na odległościach $L^1 = 25$, 60, 100, 200 i 300 m zastąpiliśmy „siatkę II" przez drewnianą płytę z przerywaczem igiełkowym, ze względu na mniejszy koszt urządzenia i łatwiejszą i szybszą obsługę. Siatki I nie można zastąpić płytą, gdyż pocisk po przejściu przez deskę traci na szybkości. Urządzenie to daje pewne opóźnienie w przerwaniu prądu elektrycznego; opóźnienie to wyznaczamy w ten sposób, że na odległości $L^1 = 10$ m

strzelamy przez dwie siatki, odległe od siebie o $S = 20$ m (drucik przy wylocie lufy i siatka na odległości 20 m), a potem drugi raz przez siatkę i płytę drewnianą.

Dla odległości $L^1 = 25$, 60, 100, 200 i 300 ustawiamy siatkę i płytę w odległości $S = 30$ m.

Dla pomiarów użyto karabina wz. 29 i amunicji „S", złożonej ze składników wzorcowych.

a) Pomiar szybkości v_{10} i wyznaczenie opóźnienia płyty drewnianej.

Pomiar szybkości wykonano na aparacie Boulangé; h — wysokość spadku w mm t i t^1 — czas spadku w sek., odpowiadający wysokości spadku h, wzięty z tabel. (t^1 dla dwóch siatek, t — dla siatki i płyty).

Ładunek prochu $Ł = 2{,}95$ g.
$L^1 = 10$ m
$S = 20$ m
$T = 2{,}4^0$ C
$H = 767{,}6$ mm Hg
wilgotność powietrza $w = 82^0/_0$.

Dwie siatki (wyniki średnie z 10 strzałów).
$t^1 = 0{,}0245365$ sek.
$v_{10} = 815{,}13$ m/sek.

Przyjmujemy $v_{10} = 815{,}1$ m/sek.

Siatka i płyta.

Średnio z 10 strzałów $t = 0{,}0259885$ sek, a więc opóźnienie płyty wynosi $t_0 = t - t^1 = 0{,}0259885 - 0{,}0245365 = 0{,}001452$ sek, a dla dalszych pomiarów $t^1 = t - t_0$.

b) Pomiar szybkości v_{25}.

$Ł = 2{,}95$ g; $L^1 = 25$ m, $s = 30$ m,
$T = 2{,}4^0$ C; $H = 767{,}6$ mm Hg, $w = 82^0/_0$
v_{25} średnie z 10 strzałów $= 798{,}16$ m/sek.

Przyjmujemy $v_{25} = 798{,}2$ m/sek.

c) Pomiar szybkości v_{60}.

$Ł = 2{,}95$ g, $L^1 = 60$ m, $s = 30$ m, $T = 4{,}6^0$, $H = 757{,}2$;
$w = 77^0/_0$; wiatr: kier. 27,5 dg, szybkość 12 m/sek.,
v_{60} średnie z 10 strzałów $= 763{,}45$ m/sek.

Przyjmujemy $v_{60} = 763{,}5$ m/sek.

d) P o m i a r s z y b k o ś c i v_{100}.

$Ł = 2{,}95$ g, $L^1 = 100$ m, $s = 30$ m, $T = 15^0$, $H = 764$, $w = 53^0/_0$; wiatr: kier. 20 dg, szybkość 3 m/sek, v_{100} średnie z 10 strzałów $= 731{,}67$ m/sek.
Przyjmujemy $v_{100} = 731{,}7$ m/sek.

e) P o m i a r s z y b k o ś c i v_{200}.

$Ł = 2{,}95$ g, $L^1 = 200$ m, $s = 30$ m, $T = 17^0$, $H = 761$, $w = 66^0/_0$; wiatr: kier. 17,5 dg, szybk. 3 m/sek. v_{200} średnie z 10 strzałów $= 659{,}00$ m/sek.
Przyjmujemy $v_{200} = 659{,}0$ m/sek.

f) P o m i a r s z y b k o ś c i v_{300}.

$Ł = 2{,}95$ g, $L^1 = 300$ m, $s = 30$ m, $T = 18^0$, $H = 755$, $w = 45^0/_0$; wiatr: kier. 12,5 dg, szybk. 4 m/sek. v_{300} średnie z 10 strzałów $= 594{,}95$ m/sek.
Przyjmujemy $v_{300} = 595{,}0$ m/sek.

g) W y z n a c z e n i e s z y b k o ś c i p o z o s t a ł e j d l a p o s z c z e g ó l n y c h o d l e g ł o ś c i n a z a s a d z i e p o m i a r ó w.

Dla obliczenia konieczna jest znajomość szybkości początkowej.

W tym celu wykonywamy na zasadzie danych wstrzelanych wstępny wykres (rys. 2) szybkości i z niego znajdujemy przez ekstrapolację szybkość początkową

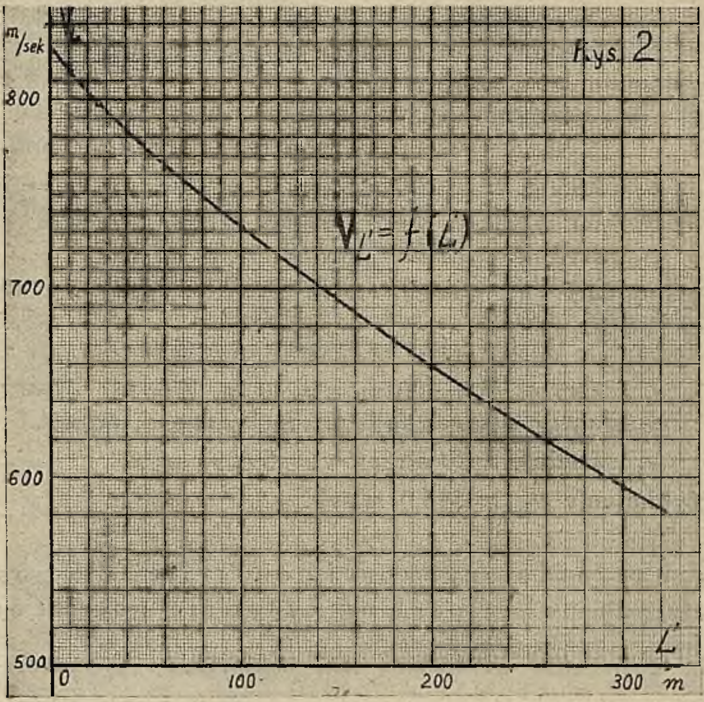
$$v_0 = 827 \text{ m/sek.}$$

Następnie poprawiamy otrzymane szybkości na warunki atmosferyczne: wiatr i gęstość powietrza.

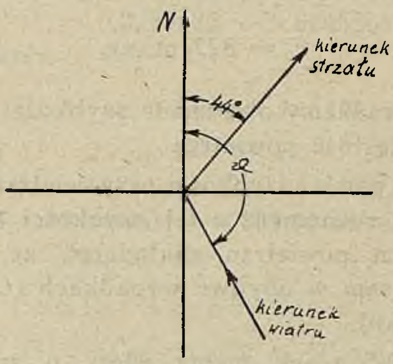
Wykonywając pomiar szybkości przy wietrze, znajdujemy szybkość w powietrzu ruchomem; z tej szybkości dopiero wyliczamy szybkość w stojącem powietrzu, zakładając, że spółczynnik balistyczny C jest ten sam w obydwu wypadkach (C — zależy również od szybkości pocisku).

Dla $v_{60} = 763{,}5$ m/sek mamy wiatr o szybkości 12 m/sek i kierunku $\vartheta = 27{,}5$ dg $= 247{,}5^0$ (rys. 3).

$$T = 4{,}6^0 \text{ C}; \qquad H = 757{,}2 \text{ mm Hg}; \qquad w = 77^0/_0.$$



Rys. 2.
Wstępny wykres szybkości pocisku w zależności od odległości.



Rys. 3.

Składowa w_x w kierunku strzału:

$$w_x = -12 \cos (\vartheta - 44^0) = -12 \cos (247{,}5 - 44) = -12 \cos 203{,}5 =$$

$$= \sim 11 \text{ m/sek.}$$

Przybliżony czas przelotu pocisku na odległości 60 m wynosi:

$$t = \frac{60}{\frac{v_0 + v_{60}}{2}} = \frac{60}{\frac{827 + 763.5}{2}} = 0{,}0754 \text{ sek.}$$

W stosunku do powietrza pocisk wykonał więc drogę:

$$L = L^1 - \Delta L$$

gdzie ΔL oznacza drogę, wykonaną przez początek układu, przyjęty jako związany na stałe z powietrzem i z nim razem się poruszający, czyli przyrost odległości L, spowodowany wiatrem:

$$\Delta L = w_x \,.\, t = +11 \,.\, 0{,}0754 = \sim +0{,}8 \text{ m},$$

a więc

$$L = 60 - 0{,}8 = 59{,}2 \text{ m}.$$

Szybkość pocisku względem powietrza:

$$v_0{}^1 = v_0 - w_x;$$

$$v_0{}^1 = 827 - 11 = 816$$

$$v^1{}_{59,2} = 763\,5 - 11 = 752{,}5.$$

Stosując metodę Siacci'ego (prawo oporu powietrza Siacci III) mamy

$$D(v_L) = D(v_0) + C\,L$$

$$D(v^1{}_{59,2}) = D(v^1{}_0) + (C_{59,2})^1\,L$$

$$D(752{,}5) = D(816) + (C_{59,2})^1\,L$$

$$3716{,}1 = 3454{,}5 + (C_{59,2})^1\,L$$

$$(C_{59,2})^1 \,.\, L = 261{,}6\,.$$

Przy pomocy tego związku możemy znaleźć wartość spółczynnika balistycznego C na odległości 59,2 m, oznaczonego przez $(C_{59,2})^1$, a mianowicie

$$(C_{59,2})^1 = \frac{261,6}{L} = \frac{261,6}{59,2} = 4,419\,;$$

$$\lg\,(C_{59,2})^1 = 0,64532.$$

Spółczynnik ten należy sprowadzić na warunki „normalne". Jako warunki normalne przyjęliśmy warunki następujące:

$$T^0 = 15^0\,; \qquad p = 760 \text{ mm Hg}\,.\; w = 50\%$$

ciężar 1 m^3 powietrza wynosi

$$\delta_t = \frac{1,293\,.\,H}{760} \cdot \frac{273}{T} - 0,174\,\frac{w\,.\,E}{T},$$

gdzie E oznacza prężność pary nasyconej w temperaturze T.

Ciężar 1 m^3 powietrza w warunkach normalnych wynosi więc

$$\delta_0 = \frac{1,293\,.\,760}{760} \cdot \frac{273}{288} - 0,174\,\frac{0,5\,.\,12,8}{288} = 1,2217\,;$$

$$\lg \delta_0 = 0,08696\,;$$

$$\text{clg}\, \delta_0 = \bar{1},91304\,.$$

Ciężar 1 m^3 powietrza w czasie pomiaru szybkości $v_{59,2}$ wynosił

$$\delta_{59,2} = \frac{1,293\,.\,757,2}{760} \cdot \frac{273}{277,6} - 0,174\,\frac{0,77\,.\,6,36}{277,6} = 1,2638\,;$$

$$\lg \delta_{59,2} = 0,10168\,;$$

stąd

$$\frac{C_0}{C} = \frac{\delta_0}{\delta}\,; \quad C_0 = C\,\frac{\delta_0}{\delta}\,;$$

$$\underline{(C_{59,2})^1_0} = (C_{59,2})^1\,\frac{\delta_0}{\delta_{59,2}} = 4,419\,\frac{1,2217}{1,2638} = \underline{4,2717}\,.$$

Ażeby móc porównać szybkości wstrzelane z szybkościami wyrównanemi, należy zredukować szybkość uzyskaną 763,5 na spo-

kojne powietrze. W tym celu przyjmujemy dość prawdopodobne założenie, że spółczynnik balistyczny pocisku jest ten sam dla powietrza w spoczynku, co i dla powietrza ruchomego,

$$(C_{59,2}) = (C_{59,2})^1$$

że więc jak poprzednio

$$(C_{59,2}) . L = 261,6.$$

Przyjmując więc, jak to uprzednio uzasadnialiśmy, $v_0 = 827$, otrzymujemy

$$D(v_{59,2}) = D(v_0) + (C_{59,2})L$$

a więc

$$D(v_{59,2}) = D(827) + 261,6 = 3409,8 + 261,6 = 3671,4 ,$$

co odpowiada szybkości

$$\underline{v_{59,2} = 763,2 \text{ m/sek}}$$

Dla innych odległości przebieg rachunku przedstawia się analogicznie.

Dla

$$v_{100} = 731,7 \text{ m/sek}$$

$$w_x = \sim + 2,2 \text{ m/sek}$$

$$\Delta L = \sim + 0,3 \text{ m}$$

$$L = 100 - 0,3 = 99,7 \text{ m}$$

$$v_0^1 = 827 - 2,2 = 824,8 \text{ m/sek}$$

$$v^1_{99,7} = 731,7 - 2,2 = 729,5 \text{ m/sek}$$

$$D(v_{99,7}) = 3804,8$$

$$\underline{v_{99,7} = 731,6 \text{ m/sek}}$$

$$(C_{99,7}) = 3,962$$

$$\delta_{99,7} = 1,229$$

$$\underline{(C_{99,7})_0 = 3,9383}$$

Dla

$$v_{200} = 659 \text{ m/sek}$$

$$w_x = +1{,}2 \text{ m/sek}$$

$$\Delta L = +0{,}3 \text{ m} \qquad L = 198{,}7 \text{ m}$$

$$v_0{}^1 = 827 - 1{,}2 = 825{,}8$$

$$v^1{}_{199,7} = 559{,}0 - 1{,}2 = 657{,}8$$

$$D\,(v_{199,7}) = 4124{,}5\,;$$

$$\underline{v_{199,7} = 658{,}9 \text{ m/sek}}$$

$$(\delta_{199,7})_0 = 1{,}2131\,;$$

$$\underline{(C_{199,7})_0 = 3{,}6042\,.}$$

Dla

$$v_{300} = 595{,}0 \text{ m/sek}$$

$$w_x = -1{,}5 \text{ m/sek}$$

$$\Delta L = -0{,}6 \text{ m} \qquad L = 300{,}6 \text{ m.}$$

$$v_0{}^1 = 827 + 1{,}5 = 828{,}5 \text{ m/sek}$$

$$v^1{}_{300,6} = 595{,}0 + 1{,}5 = 596{,}5 \text{ m/sek.}$$

$$D\,(v_{300,6}) = 4425{,}2$$

$$\underline{v_{300,6} = 595{,}3 \text{ m/sek}}$$

$$(C_{300,6}) = 3.378;$$

$$\delta_{300,6} = 1{,}201$$

$$(C_{300,6})_0 = 3{,}4362.$$

Przy wstrzeliwaniu szybkości v_{10} i v_{25} wiatru nie było, gdyż pomiar odbywał się w pomieszczeniu zamkniętem. Znalezione spółczynniki balistyczne poprawiamy więc jedynie na ciężar powietrza. Warunki strzelania były następujące:

$$T = 2{,}4^0 C; \qquad H = 767{,}6; \qquad w = 82^0/_0;$$

$\delta_{10} = \delta_{25} = \underline{1{,}2918}$

$v_{10} = 815{,}1$

$D(v_{10}) = 3458{,}1$

$(C_{10}) = 4{,}830$

$\underline{(C_{10})_0 = 4{,}5679;}$

$v_{25} = 798{,}2$

$D(v_{25}) = 3526{,}6$

$(C_{25}) = 4{,}672;$

$\underline{(C_{25})_0 = 4{,}4184;}$

Z otrzymanych spółczynników balistycznych C_0 wykreślamy krzywą (rys. 4 krzywa I) spółczynnika balistycznego w zależności od odległości. $C_0 = f(L)$;

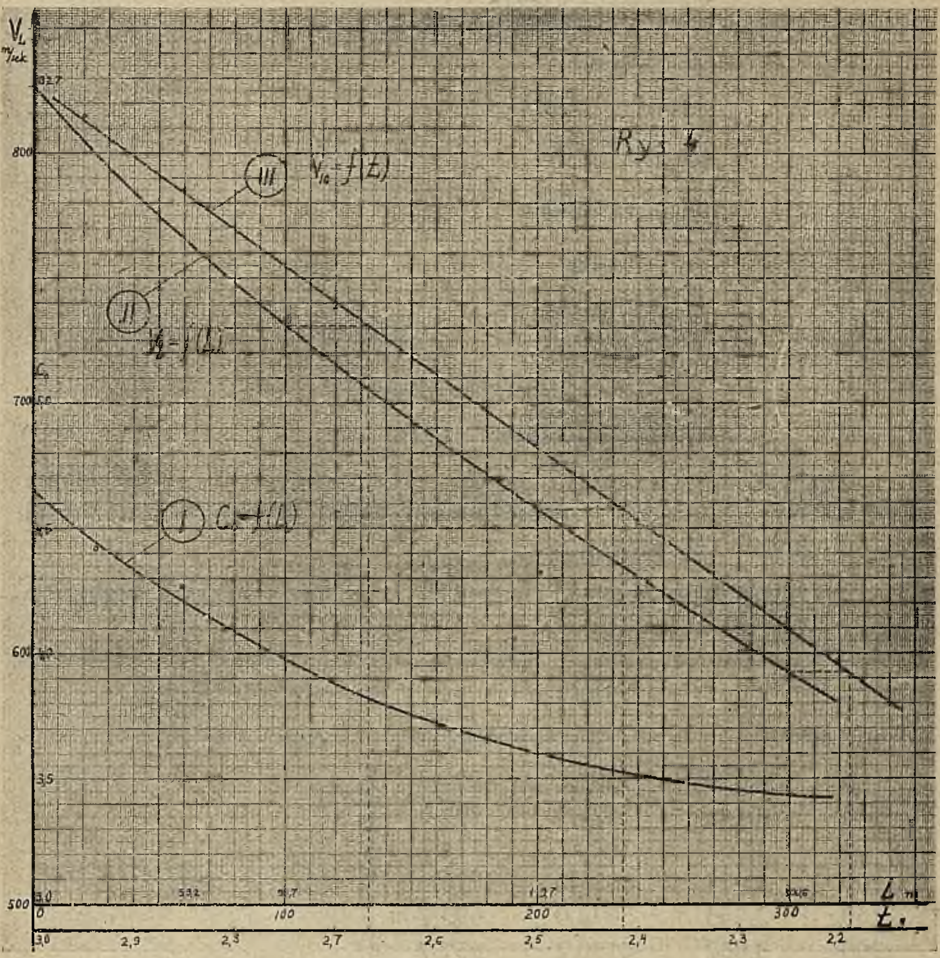
Na podstawie krzywej $C_0 = f(L)$ obliczamy krzywą szybkości $v_L = f(L)$ (rys. 4. krzywa II).

L	C_L	$D(v_L)$	v_L	
0	4,650	3409,8	827,0	
25	4,441	3520,9	799,6	
60	4,268	3623,2	774,7	
100	3,977	3807,5	730,9	$D(v_L) = D(v_0) + C_L \,.\, L$
150	3,755	3973,0	692,7	
200	3,602	4130,2	657,7	
250	3,498	4284,3	624,5	
300	3,432	4439,4	592,4	

Jak z powyższej tabeli widać, v_{25} jest nieco większe od szybkości normalnej (790 m/sek), leżąc na górnej granicy szybkości możliwych przy produkcji amunicji karabinowej.

Rezultat ten należy uznać za korzystny dla zamierzonej pracy. Przy ustalaniu bowiem warunków bezpieczeństwa lepiej jest zawsze stosować warunki leżące na górnej granicy.

Przebieg krzywej I i II na rys. 4 okazuje jeszcze jedną godną uwagi właściwość.



Rys. 4.

Obliczmy tor na 300 m na zasadzie powyższych danych metodą graficzną *Cranza**).

Dla obliczenia tego postępujemy następująco:

Obliczamy czasy t na poszczególne odległości przy pomocy wzoru $t = \frac{1}{C}\,[T(u) - T(v_0)]$, gdzie na poszczególne odległości określamy C z tabeli, odpowiadającej rys. 4.

*) Cranz „Äussere Ballistik" tom I wyd. Teubner Lipsk 1917 str. 199 i następne.

Uzyskujemy tą drogą w każdym punkcie t możliwie bliskie rzeczywistości, ponieważ z jednej strony opory powietrza poznano bardzo dokładnie przez bezpośredni pomiar v pozostałych — co przecież jest jedyną metodą określenia wielkości oporu powietrza, z drugiej zaś bardzo duża płaskość toru pozwala bez żadnego błędu stosować metodę Siacci'ego.

Biorąc różnicę Δt na poszczególne odległości i tworząc dla nich $\frac{g}{2}\Delta t^2$, właściwe metodzie graficznej Cranza, uzyskujemy tor pocisku możliwie bliski rzeczywistości.

Obliczony w ten sposób kąt rzutu τ_0 wynosi $9'17{,}9''$. Przy pomocy tabel Faselli, biorąc to τ_0 i v_0 z rys. 4 ($v_0 = 827$ m/sek) otrzymujemy $C = \frac{1}{C^1} = 3{,}455$.

A więc, gdyby — jak się to zwykle czyni — na zasadzie tego C i wstrzelanego v_{25}, obliczyć v_0, to otrzymalibyśmy

$$D(v_0) = 3520{,}8 - 25 \,.\, 3{,}455 = 3434{,}5$$

stąd

$$v_0 = 820{,}9 \cong 821\,.$$

Obecnie, przeliczając ponownie przy pomocy tego v_0 i znalezionego τ_0, nowe C, otrzymalibyśmy $C = 3{,}248$.

Ponawiając rachunek na v_0, otrzymalibyśmy ponownie

$$D(v_0) = 3520{,}8 - 25 \,.\, 3{,}248 = 3439{,}7$$

a stąd $v_0 = 819{,}6$ co (uwzględniając, iż przy ponownem przeliczeniu C się nieco zmiejszy) zaokrąglamy w dół do 819.

Ponowne przeliczenie $C = \frac{1}{C^1}$ z tabel Faselli daje $C = 3{,}171$.

Obecnie przybliżenie jest ukończone, bo ponowne przeliczenie $v_0 = 819{,}1 \cong 819$, zgodnie z tem, co przyjęliśmy uprzednio.

Przeliczając obecnie przy pomocy $v_0 = 819$ i $C = 3{,}171$ szybkości pozostałe, otrzymamy

$$v_{100} = 742{,}3\,,\ v_{200} = 669{,}6\,,\ v_{300} = 601{,}7\,.$$

Porównywając dane te z liczbami umieszczonemi w tabeli do rys. 4, przekonywujemy się, że tą drogą otrzymujemy szybkości pozostałe za duże, a szybkości początkowe za małe.

Zjawisko to jest typowe dla pocisku o dużych stosunkowo ruchach nutacyjnych w chwili wylotu, którego spółczynnik balistyczny, duży u wylotu, dość szybko maleje na skutek zaniku nutacji początkowej.

Tłumaczy nam ono, dlaczego t. zw. „redukcja", t. j. przejście z v_{25} (albo v_{50}) do v_0, obliczone z torów daje nam zawsze wielkości mniejsze, niż wstrzelane doświadczalnie.

Ponadto wykazuje wyraźnie, że nawet przy torach bardzo płaskich, jakiemi są tory karabinowe, przy których stosowanie metody Siacci'ego jest w zupełności uzasadnione, obliczanie szybkości pozostałych na zasadzie wstrzelanych kątów rzutu daje w rezultacie wartości dalekie od rzeczywistości. Jeżeli więc chcemy wnioskować o działaniu jakiegoś pocisku na pewnej odległości, to należy to czynić jedynie na zasadzie liczb wstrzelanych. Wnioskowanie bowiem wyłącznie na zasadzie szybkości obliczonych może doprowadzić do bardzo grubych omyłek.*)

2. Wstrzelanie krzywej szybkości pocisku na odległości 10 m w zależności od ładunku prochu.

Schemat urządzenia ten sam, co poprzednio, tylko $L = 10$, $s = 20$ m, siatka I — ramka z drucikiem przy wylocie lufy, siatka II — płyta drewniana, lub siatka druciana. Warunków atmosferycznych nie uwzględniamy ze względu na małą odległość strzelania. Temperatura prochu była stała i wynosiła 15^0 C.

$Ł = 2{,}95$ g, siatka II — siatka druciana.

średnie $v_{10} = 815{,}13$

$Ł = 2{,}85$ g siatka II — płyta drewniana.

średnie $v_{10} = 785{,}02$

$Ł — 2{,}70$ g siatka II — płyta drewniana.

*) Uwaga ta odnosi się oczywiście wyłącznie do amunicji karabinowej, gdzie wpływ nutacji początkowej jest duży. W amunicji działowej bowiem, przy strzelaniach zwłaszcza na dalsze odległości, wpływ ten zanika tem bardziej, im większa jest odległość strzału.

średnie $v_{10} = 737,55$

$Ł = 2,60$ g siatka II — płyta drewniana.

średnie $v_{10} = 706,85$

$Ł = 2,40$ g siatka II — płyta drewniana.

średnie $v_{10} = 652,41$

$Ł = 2,20$ g siatka II — płyta drewniana.

średnie $v_{10} = 598,31$

Otrzymane wyniki wyrównywamy graficznie w formie wykresu $v_{10} = f(Ł)$, który przedstawia nam krzywa III rys. 4. Następnie z wykresu, posługując się krzywą II i III, określamy odpowiednie ładunki dla normalnych szybkości

$$v_{100}, \quad v_{200} \quad \text{i} \quad v_{300}$$

i otrzymujemy następujące rezultaty:

dla $v_{10} = (v_{100})$	norm.	odpowiada	ładunek	2,67 g.
„ $v_{10} = (v_{200})$	„	„	„	2,42 g.
„ $v_{10} = (v_{300})$	„	„	„	2,19 g.

3. Odbijanie się pocisku od powierzchni desek.

a) Włókna desek równoległe do płaszczyzny padania.

Do badań posługiwaliśmy się suchemi deskami sosnowemi grubości 1 cala.

Schemat urządzenia przedstawia rys. 5, gdzie oznaczają:

ϑ — kąt między linją strzału a powierzchnią deski,

ζ — rzut kąta pomiędzy torem pocisku po odbiciu od deski a powierzchnią deski, na płaszczyznę pionową, przechodzącą przez linję strzału;

$$\operatorname{tg} \zeta = \frac{y}{x};$$

x — odległość punktu wyjścia pocisku z deski od ekranu,
y — odległość śladu pocisku na ekranie od powierzchni deski,
a — odległość śladu pocisku na ekranie od płaszczyzny pionowej, przechodzącej przez linję strzału,
ψ — rzut kąta zboczenia pocisku na powierzchnię deski

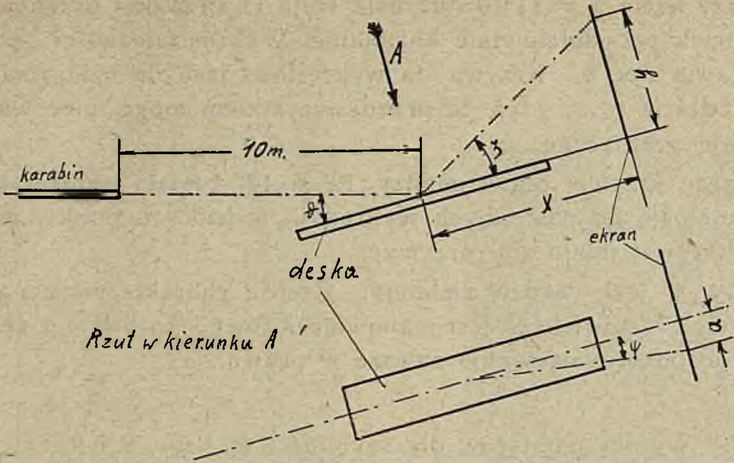
$$\operatorname{tg} \psi = \frac{a}{x}.$$

b — długość śladu pocisku na desce,
i — ilość przebić w serji.

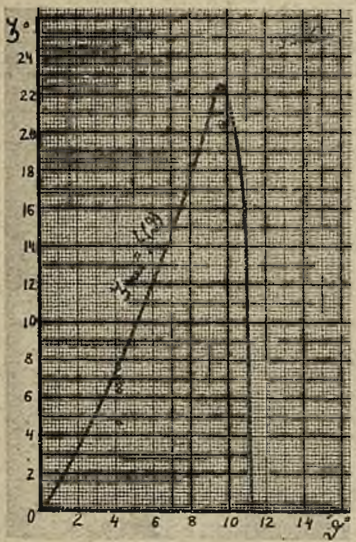
Wyniki pomiarów dla szybkości v_{100} (rys. 6 i 7)

ϑ^0	x mm	y mm	a mm	ζ^0	ψ^0	b mm	i
4°12′	552	65	43	6°43′	4°28′	200	
„	322	43	25	7°37′	4°27′	180	
„	472	59	11	7° 8′	1°20′	210	
„	582	49	34	4°44′	3°21′	190	
„	462	52	37	6°26′	4°35′	170	
9°44′	657	244	123	20°24′	10°36′	280	
„	647	249	86	21° 4′	7°34′	260	
„	687	237	112	19° 3′	9°16′	250	
„	637	260	92	22°13′	8°13′	280	
„	697	261	30	20°32′	2°28′	300	

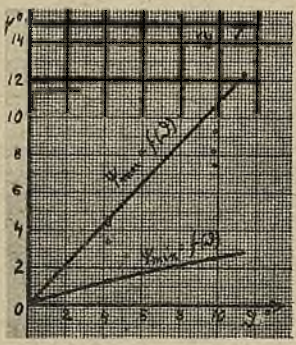
11°10′



Rys. 5.
Schemat urządzeń.



Rys. 6.
Wykres $\zeta = f(\vartheta)$ dla szybkości v_{100}



Rys. 7.
Wykres $\psi = f(\vartheta)$ dla szybkości v_{100}

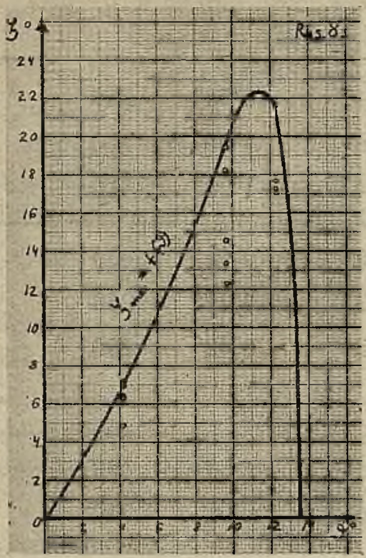
Przy kącie $\vartheta = 11^0 10'$ już cała serja (5 strzałów) przebija deskę. Pocisk po odbiciu stale koziołkuje. Wykres zależności $\zeta = f(\vartheta)$ przedstawia rys. 6. Krzywa ta wykreślona jest dla maksymalnych kątów odbicia ζ_{max}, gdyż te przedewszystkiem mogą mieć większe znaczenie praktyczne.

Część krzywej dla ϑ między 10^0 a 12^0 została poprowadzona przez analogję do następnych wykresów, w których punkty dla tej części krzywej udało się otrzymać.

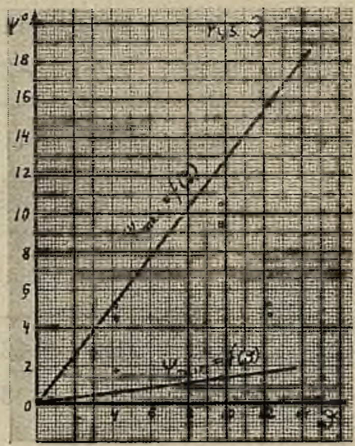
Kąt ψ jest bardzo zmienny. Rzeczą charakterystyczną jest, że dla v_{100} ψ największe jest mniejwięcej równe kątowi ϑ i że zboczenie po odbiciu następuje zawsze w prawo.

Wyniki pomiarów dla szybkości v_{200} rys. 8 i 9.

ϑ	x	y	a	ζ	ψ	b	i
$4^0 12'$	702	80	43	$6^0 31'$	$3^0 30'$	210	
„	772	86	69	$6^0 22'$	$5^0 7'$	185	
„	772	95	48	$7^0 1'$	$3^0 34'$	200	
„	602	75	6	$7^0 6'$	$0^0 34'$	190	
„	1022	87	33	$4^0 52'$	$1^0 51'$	200	
$9^0 40'$	792	189	147	$13^0 26'$	$10^0 32'$	160	
„	642	140	90	$12^0 18'$	$7^0 59'$	290	
„	847	221	140	$14^0 39'$	$9^0 24'$	200	
„	847	280	20	$18^0 18'$	$1^0 21'$	190	
„	827	293	145	$19^0 31'$	$9^0 57'$	210	
$12^0 20'$	697	277	64	$21^0 42'$	$5^0 15'$	360	
„	897	287	73	$17^0 33'$	$4^0 40'$	160	
„	887	272	105	$17^0 4'$	$6^0 46'$	170	
„	907	282	255	$17^0 16'$	$15^0 42'$	190	
„							1
$13^0 30'$							5



Rys. 8.
Wykres $\zeta = f(\vartheta)$ dla szybkości v_{200}.

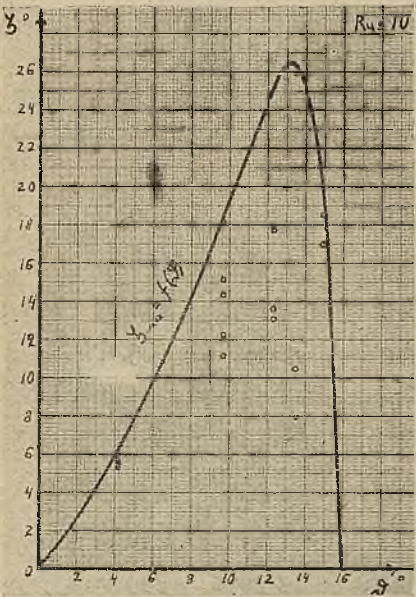


Rys. 9.
Wykres $\psi = f(\vartheta)$ dla szybkości v_{200}.

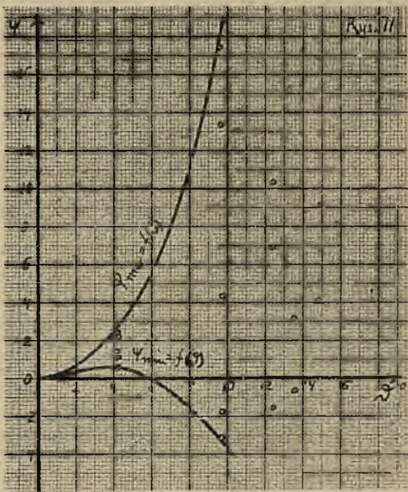
Wyniki pomiarów dla szybkości v_{300} rys. 10 i 11.

ϑ	x	y	a	ζ	ψ	b	i
4°12′	912	84	18	5°16′	1°8′	170	
„	882	87	35	5°38′	2°16′	190	
„	872	91	11	5°58′	0°43′	195	
„	882	89	22	5°46′	1°26′	180	
„	832	84	39	5°46′	2°24′	190	
9°40′	802	158	—45	11°9′	—3°13′	230	
„	842	183	65	12°16′	4°25′	210	
„	802	264	—25	18°13′	—1°47′	240	
„	542	139	130	14°24′	13°29′	300	
„	632	172	200	15°31′	17°34′	280	

ϑ	x	y	a	ζ	ψ	b	i
12°20′	877	269	154	17°48′	10°26′	260	
,,	897	209	110	13°8′	7°00′	180	
,,	897	219	—23	13°43′	—1°28′	310	
13°30′	647	316	116	25°58′	10°9′	430	
,,	747	140	42	10°37′	3°13′	250	
,,	737	102	—9	7°53′	—0°42′	250	
,,							2
14°52′	807	272	131	18°38′	9°14′	190	
,,	787	242	58	17°6′	4°14′	210	
,,							3
16°00′							5



Rys. 10.
Wykres $\zeta = f(\vartheta)$ dla szybkości v_{300}.



Rys. 11.
Wykres $\psi = f(\vartheta)$ dla szybkości v_{300}.

I tu znów widać dużą zmienność kąta ψ, przyczem największe wartości ψ są zawsze równe, lub niedużo większe od kąta ϑ.

Przy odległości 300 pojawiają się już ψ ujemne, czyli zboczenia pocisku w lewo.

Ogólnie można powiedzieć, że kąt ϑ graniczny, przy którym następuje jeszcze odbicie pocisku od deski, wzrasta wraz z malejącą szybkością, zmieniając się między 11^0 — 16^0.

Największy kąt odbicia, jeżeli brać wznoszącą się część krzywej, wynosi na odległości 100 około 2,2 razy, na odległości 200 około 2,0, a na odległości 300 około 1,8 razy więcej, niż kąt uderzenia.

Z temi wielkościami granicznemi kąta uderzenia i odbicia liczyć się musi konstruktor przy budowie osłon drewnianych na strzelnicach, jeżeli pocisk pada na deski równolegle do ich włókien.

Ponadto należy się liczyć ze zboczeniem pocisku od płaszczyzny padania do 18^0.

Uwaga.

Przy tej okazji postanowiliśmy wykonać jeszcze jedno dodatkowe doświadczenie.

Ponieważ często bardzo określa się miejsce, skąd padł pocisk, wedle śladu, jaki pozostawił on na desce, przeto postanowiliśmy zbadać w czasie naszych prób słuszność tego rodzaju postępowania.

W tym celu wykonaliśmy pomiar kąta ϑ_1 pomiędzy płaszczyzną deski a drutem, wstawionym w otwór wejściowy pocisku w deskę. (Rys. 12).

Trzy egzemplarze w ten sposób wykonane, przy kącie uderzenia

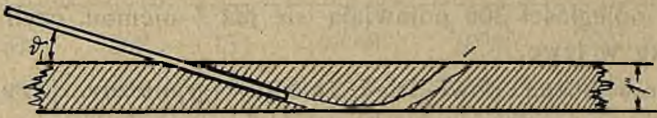
$$\vartheta = 9^0 56' \text{ dały } \vartheta_1 = 7^0 15'$$
$$\vartheta_1 = 6^0 26'$$
$$\vartheta_1 = 7^0 29'.$$

Przy określaniu kierunku strzału na podstawie otworu w desce należy więc zwrócić uwagę na to, że w taki sposób określony kąt ϑ_1 jest dość znacznie mniejszy od rzeczywistego kąta ϑ i to przy bardzo starannem i ostrożnem mierzeniu tego kąta u wlotu deski.

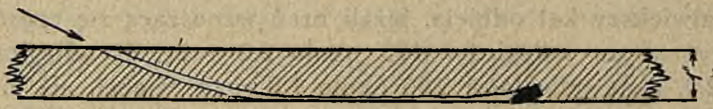
Przekrój przez te deski wzdłuż płaszczyzny strzału przedstawia fotografja 1.

Na fotografjach 2 i 3 pokazane są ślady pocisków na ekranie.

Na fotografji 4 uwidocznione są pociski, które zostały się w desce; tor ich przedstawiony jest na rys. 13.



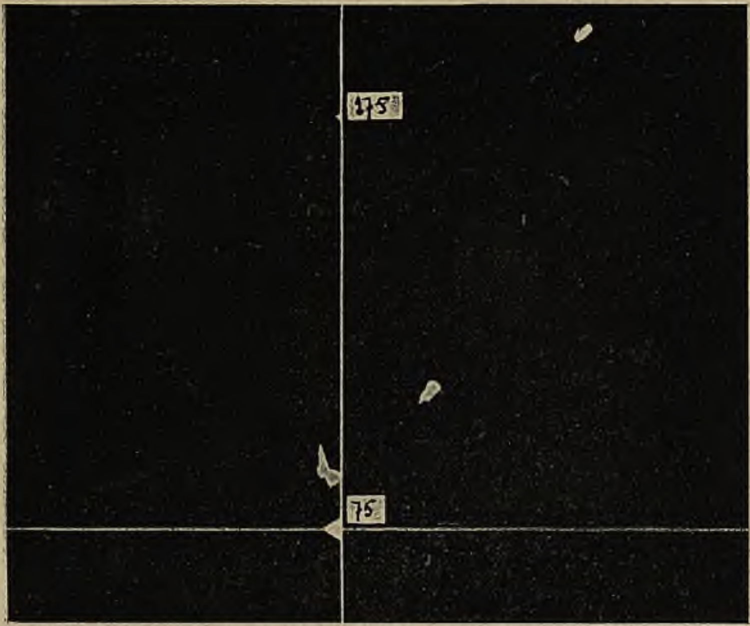
Rys. 12.



Rys. 13.



Fot. 1. (X 0.36).



Fot. 2 (× 0,29) v_{300} $\vartheta = 13^0 30'$



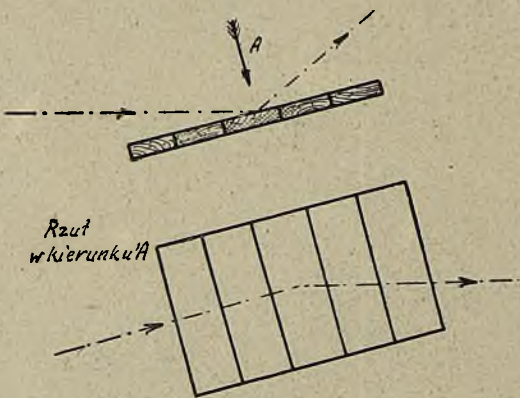
Fot. 3 (× 0,29) v_{200} $\vartheta = 12^0 20'$



Fot. 4. (× 1,2) v_{300} $\vartheta = 12^{0}20'$.

b) Włókna desek prostopadłe do płaszczyzny padania.

Sposób ułożenia desek do prób przedstawia rys. 14.

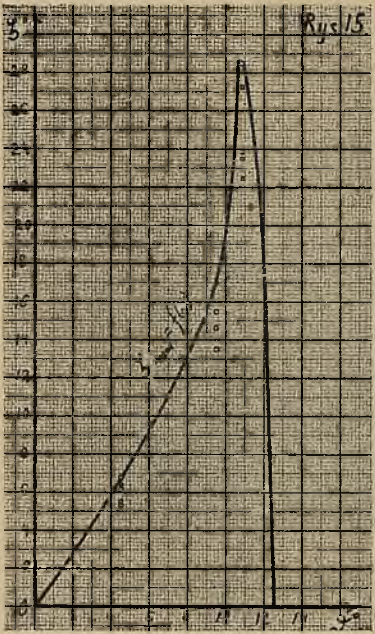


Rys. 14.
Schemat ułożenia desek — oznaczenia jak na rys. 5.

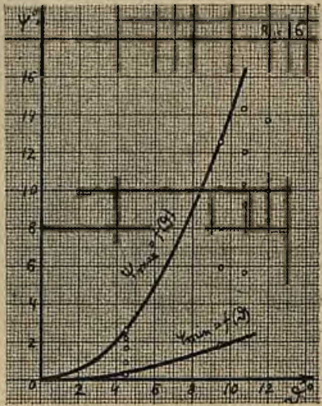
Wyniki prób są następujące:

Wyniki pomiarów dla szybkości v_{100} rys. 15 i 16.

ϑ	x	y	a	ζ	ϕ	b	i
4°30′	697	68	12	5°35′	0°59′	180	
„	547	59	4	6°9′	0°25′	180	
„	517	48	24	5°18′	2°39′	170	
„	767	91	23	6°46′	1°43′	180	
„	737	82	29	6°21′	2°15′	170	
9°30′	657	201	146	17°2′	12°32′	240	
„	727	201	102	15°28′	7°59′	210	
„	677	176	70	14°36′	5°54′	200	
„	577	143	103	13°56′	10°8′	200	
„	697	170	23	13°33′	1°53′	170	
10°50′	647	351	165	28°30′	14°19′	220	
„	747	324	136	23°28′	10°20′	180	
„	677	279	144	22°26′	12°1′	220	
„	757	333	76	23°45′	5°44′	170	
„	627	322	102	27°12′	9°14′	260	
12°00′	667	208	117	17°21′	9°57′	230	
„	797	210	118	14°47′	8°26′	200	
„	647	160	158	13°54′	13°44′	290	
„							2
12°30′							5



Rys. 15.
Wykres $\zeta = f(\vartheta)$ dla szybkości v_{100}.

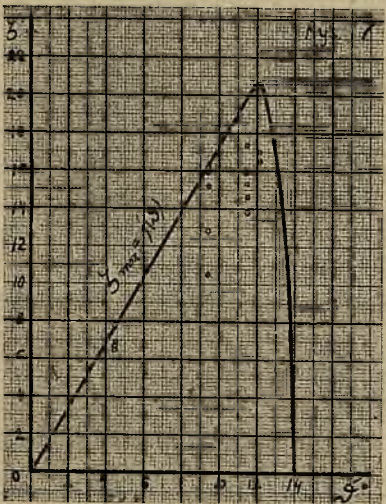


Rys. 16.
Wykres $\psi = f(\vartheta)$ dla szybkości v_{100}.

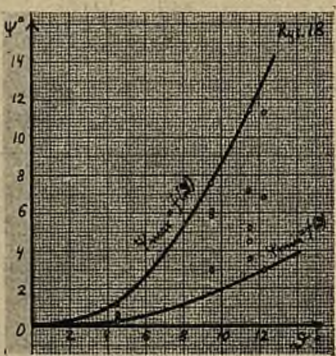
Wyniki pomiarów dla szybkości v_{200} rys. 17 i 18.

ϑ	x	y	a	ζ	ψ	b	i
4°30′	877	119	17	7°44′	1°7′	140	
„	857	101	7	6°43′	0°28′	140	
„	837	95	7	6°29′	0°29′	170	
„	977	115	7	6°44′	0°25′	170	
„	697	80	0	6°33′	0°0′	140	
9°30′	767	222	81	16°9′	6°2′	240	
„	687	186	70	15°10′	5°49′	200	
„	757	140	38	10°29′	2°59′	170	
„	747	215	99	16°4′	7°33′	190	
„	827	187	43	12°45′	2°59′	180	

ϑ	x	y	a	ζ	ψ	b	i
11°30′	737	231	93	17°24′	7°11′	200	
„	697	198	54	15°52′	4°26′	260	
„	767	210	155	15°19′	11°26′	250	
„	787	205	71	14°36′	5°10′	220	
„	717	175	44	13°44′	3°30′	290	
12°10′	757	282	91	20°26′	6°51′	220	
„	787	241	156	17°2′	11°13′	210	
„	697	207	36	16°33′	2°58′	270	
„						2	
13°30′							5



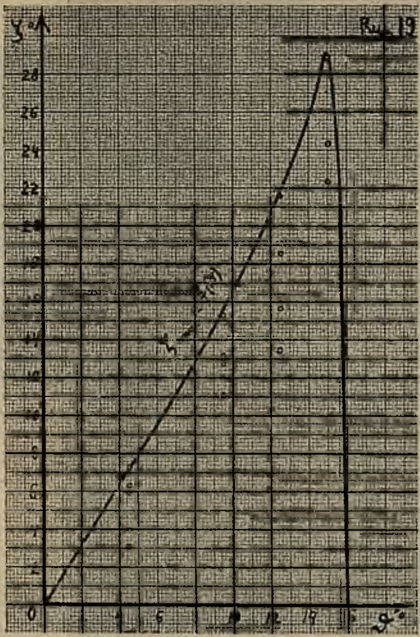
Rys. 17.
Wykres $\zeta = f(\vartheta)$ dla szybkości v_{200}.



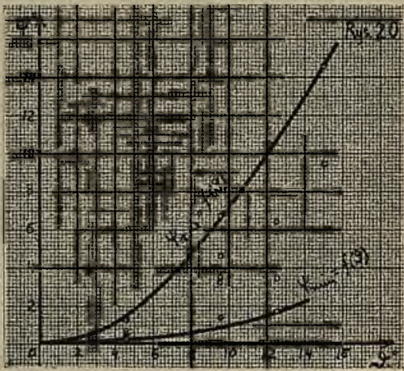
Rys. 18.
Wykres $\psi = f(\vartheta)$ dla szybkości v_{200}.

Wyniki pomiarów dla szybkości v_{300} rys. 19 i 20.

ϑ	x	y	a	ζ	ψ	b	i
4°30′	937	121	12	7°21′	0°44′	130	
„	887	100	7	6°26′	0°27′	120	
„	1037	72	3	3°58′	0°10′	170	
„	647	68	13	6°00′	1°9′	150	
„	807	45	9	3°12′	0°38′	160	
9°30′	727	226	85	17°17′	6°40′	200	
„	867	201	53	13°4′	3°30′	160	
„	987	194	22	11°8′	1°17′	140	
„	737	179	60	13°13′	4°39′	170	
„	787	178	46	12°45′	3°21′	170	
12°30′	727	288	22	21°38′	1°44′	180	
„	687	231	71	18°36′	5°54′	200	
„	747	210	45	15°43′	3°27′	150	
„	717	172	81	13°30′	6°27′	200	
„							1
15°00′	867	478	225	28°52′	14°33′	160	
„	857	388	141	24°22′	9°21′	210	
„							3
16°00′							5



Rys. 19.
Wykres $\zeta = f(\vartheta)$ dla szybkości v_{300}.



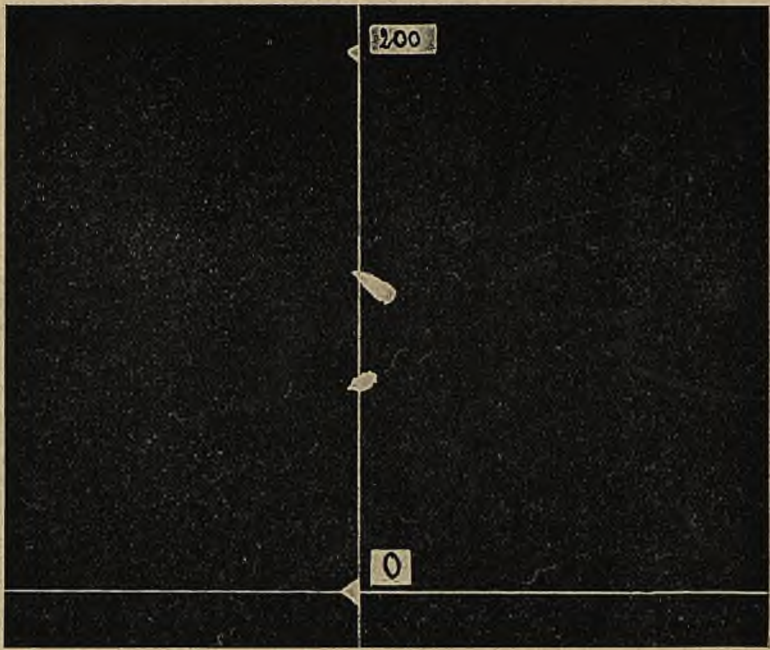
Rys. 20.
Wykres $\psi = f(\vartheta)$ dla szybkości v_{300}.

Na fotografjach 5 i 6 pokazane są ślady pocisku na ekranie. Porównywając dane te z danemi poprzedniemi (włókna desek równoległe do płaszczyzny padania) widzimy, że kąt graniczny ϑ pozostaje prawie ten sam (12 — 16°), lecz że ζ jest przy włóknach poprzecznych większe, niż przy włóknach równoległych, średnio o 10%.

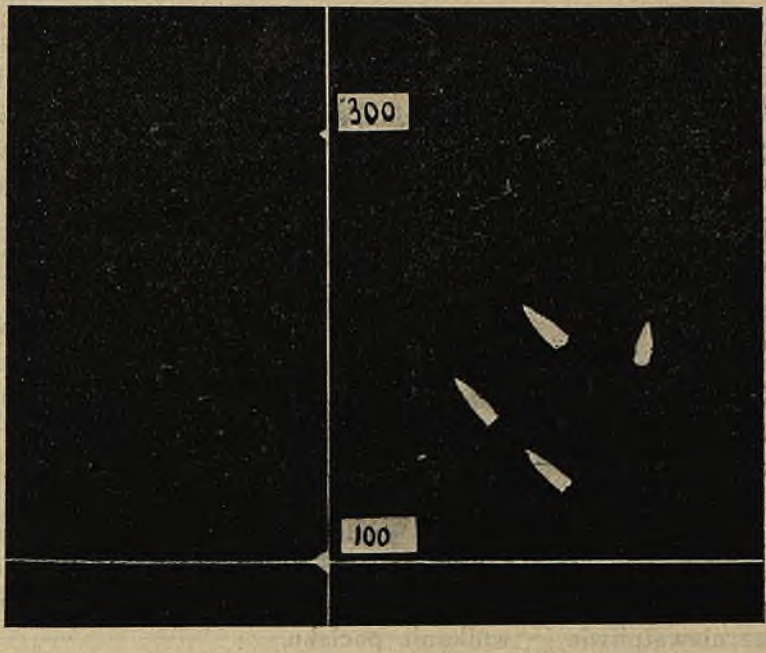
Kąt ψ jest tu stale dodatni (w kierunku obrotu pocisku) i naogół mniejszy, nie przekraczając w najgorszym wypadku $14\frac{1}{2}$°.

Dane powyższe zezwalają nam orjentować się w zachowaniu się pocisku padającego na ścianę z desek. Ponieważ siła przyciągania ziemi gra w tych zjawiskach niewątpliwie rolę minimalną, możemy bez dużej omyłki zastosować uzyskane powyżej wyniki i w wypadku ściany drewnianej pionowej (osłony strzelnic, np, wewnętrzne ściany okien, t. zw. otworów strzelniczych).

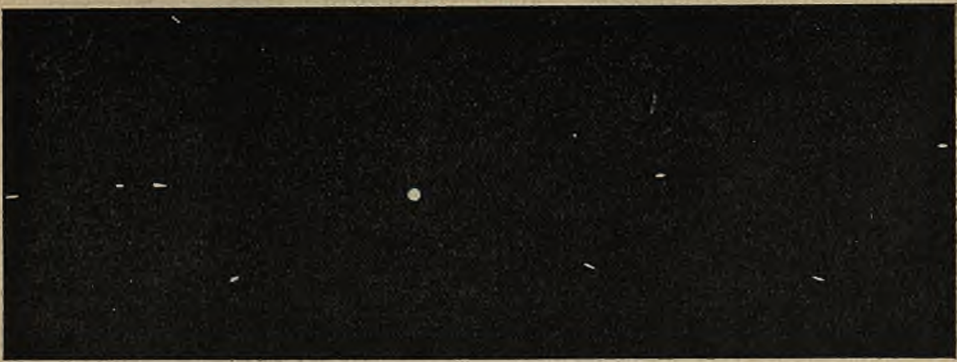
Zależnie od kąta padania pocisku, konstruktor może określić na zasadzie powyższych danych, z jakim kątem odbicia pocisku należy się liczyć i czy wogóle zajdzie odbicie, czy też — korzystniejsze niewątpliwie — wnikanie pocisku.



Fot. 5 (× 0,29) v_{200} $\vartheta = 4^{0}30'$



Fot. 6 (× 0,29) v $\vartheta = 0^{0}30'$



Fot. 7 (× 0,21)

Obrót pocisku dookoła osi w prawo pociąga za sobą — jak to widać z wielkości kąta ψ, zboczenie pocisku z płaszczyzny padania przeważnie w prawo, a więc wdół dla ściany lewej, a w górę dla prawej.

4. Odbijanie się pocisku od krawędzi deski.

Zagadnienie przedstawia się obecnie inaczej niż poprzednio. Stawiamy ścianę drewnianą prostopadłe do linji strzału (wedle poprzednich określeń $\vartheta \sim 90^0$). Jest to np. łata drewniana ochraniająca płyty stalowe, zbrojące linję kryjącą wału tarczowego, jak to niekiedy stosuje się na strzelnicach, lub drewniana rama tarczy. Pocisk więc zasadniczo wnika w tę przeszkodę. Niebezpieczne są tu przedewszystkiem krawędzie, te więc miejsca, gdzie pocisk zamiast wnikać, odbija się.

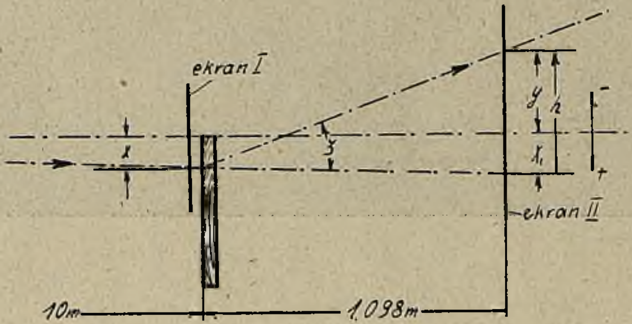
a) Krawędź deski równoległa do włókien (boczna krawędź).

Stosowane przy tych pomiarach urządzenie przedstawia schematycznie rys. 21. Pomiary przeprowadzono jedynie dla v_{100} i v_{300}, ażeby uzyskać wartości skrajne, dające obraz zmienności zjawiska wraz z szybkością pocisku.

$$tg\,\zeta = \frac{h}{1098};$$

$$\frac{x}{x_1} = \frac{10\,000}{10\,000 + 1\,098};\ x_1 = x\,\frac{11\,098}{10\,000} = \sim 1{,}1\ x;$$

$$h = x_1 - y = 1{,}1\ x - y.$$



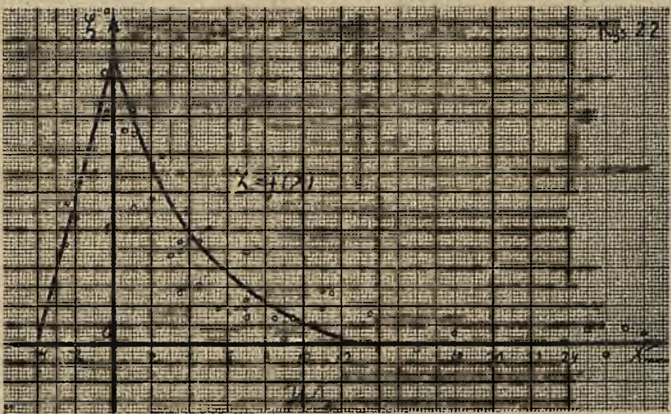
Rys. 21.
Schemat urządzenia.

Wyniki pomiarów dla szybkości v_{100} (rys. 22).

Nr.	x	y	$1{,}1\ x$	h	ζ
1	4	—13	4,5	17,5	55′
2	7	0,0	7,5	7,5	24′
3	0,0	—35	0,0	35	1°50′
4	16	11	17,5	6,5	20′
5	5,5	0,0	6	6	19′
6	11	6	12	6	19′
7	7	1,5	7,5	6	19′
8	3,5	— 4,5	4,0	8,5	27′
9	2,0	—22	2,0	24	1°16′
10	4	— 1,5	4,5	6	19′
11	8	8,5	9,0	0,5	2′
12	3	—11,5	3,5	15	47′
13	2	—19	2	21	1° 6′

Nr.	x	y	1,1 x	h	ζ
14	0,5	—35	0,5	35,5	1°21′
15	7	— 8	7,5	15,5	49′
16	1	—22	1	23	1°12′
17	3,5	—13	4	17	54′
18	—2,5	—26	—2,5	23,5	1°14′
19	9,5	7	11,5	4,5	14′
20	9	9	10	1	3′
21	—2,5	—19	—2,5	16,5	52′
22	—4	—11	—4,5	6,5	20′
23	—0,5	—46	—0,5	45,5	2°23
24	5	—14	5,5	19,5	1° 1′
25	8,5	5	9,5	4,5	14′
26	4,5	— 5	5	10	31′
27	1	—34	1	35	1°50′
28	3,5	—11,5	4	15,5	49′
29	—2	—23	—2	21	1° 6′
30	2,5	—29	2,5	31,5	1°39′
31	—2	—23	—2	21	1° 6′
32	7	1,5	7,5	6	19′
33	—1	—30	—1	29	1°31′
34	4,5	—12	5	17	54′
35	11	3	12	9	28′
36	16	18	17,5	—0,5	— 2′
37	1	—38	1	39	2° 3′
38	2	—28	2	30	1°35′

Nr.	x	y	1,1 x	h	ζ
39	6,5	1	7	6	19′
40	7	3	7,5	4,5	14′
41	0,5	—27	0,5	27,5	1°27′
42	14	16	15,5	—0,5	— 2′
43	28	29	31	2	6′
44	15	21	16,5	—4,5	—14′
45	25	25	27,5	2,5	8′
46	27	27	30	3	9′
47	18	18	20	2	6′
48	11,5	4	12,5	8,5	27′
49	13,5	10	15	5	16′
50	26	30	28,5	—1,5	— 5′

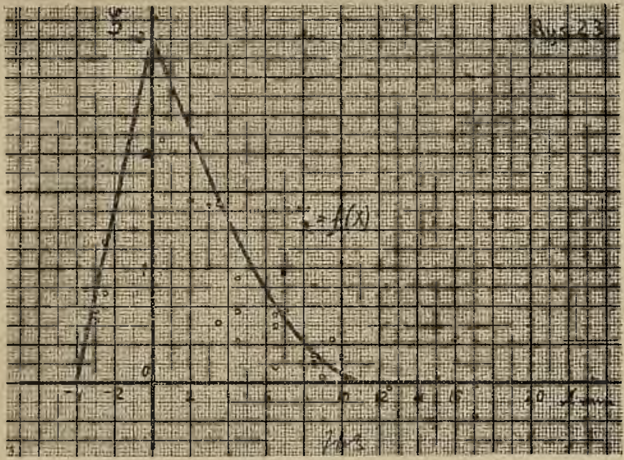


Rys. 22.
Wykres $\zeta = f(x)$ dla szybkości v_{100} dla bocznej krawędzi deski.

Wyniki pomiarów dla szybkości v_{300} rys. 23.

Nr.	x	y	$1{,}1x$	h	ζ
1	—2	—37	—2	35	1°50′
2	7	— 8	7,5	15,5	49′
3	7	— 4,5	7,5	12,0	38′
4	4,5	— 2,0	5	7	22′
5	—4	—12,5	—4,5	8	25′
6	10	6,5	11	4,5	14′
7	9	9	10	1	3′
8	—3,5	—19,5	—4	15,5	49′
9	7	—11	7,5	18,5	58′
10	8	7	9	2	6′
11	3	—26	3,5	29,5	1°33′
12	7	— 8	7,5	15,5	49′
13	—2,5	—17,5	—2,5	15,0	47′
14	9,5	3	10,5	7,5	23′
15	18	19	20	1	3′
16	4,5	— 7	5	12	38′
17	5,7	— 5,5	6	11,5	36′
18	8,5	6	9,5	3,5	11′
19	—2,5	—20	2,5	23,5	1°14′
20	3	—16	3,5	19,5	1° 1′
21	—3	—19,5	—3,5	16	50′
22	15	14,5	16,5	2	6′
23	16	10	17,5	7,5	23′
24	0,5	—55	0,5	55,5	2°50′
25	3,5	—26,0	4	30	1°34′
26	2	—28,5	2	30,5	1°36′
27	8,5	5	9,5	4,5	14′
28	—3	—18,5	—3,5	15	47′

Nr.	x	y	1,1 x	h	ζ
29	6,5	4,5	7	2,5	8′
30	—3	—15,5	—3,5	12	38′
31	1	—37.0	1	38	2°00′
32	—4	— 8,5	—4,5	4	12′
33	7	3	7,5	4,5	14′
34	2	—43	2	45	2°22′
35	17	24	18,5	—5,5	—17′
36	12,5	14	13,5	—0,5	— 2′
37	4,5	—12,5	5	17,5	55′
38	—3	—14	—3,5	10,5	33
39	6,5	— 2,5	7	9,5	30′
40	5,5	—13	6	19	1°00′
41	0,5	—40	0,5	40,5	2° 8′
42	15	15,5	16,5	1	3′
43	16	14	17,5	3,5	11′
44	17	19	19	0,0	0,0′
45	22	22	24	2	6′
46	13	19	14	—5	—16′
47	14	15	15,5	0,5	2′
48	18	22	20	—2	—6′
49	3,5	— 6	4	10	32′
50	—3	—10	—3,5	6,5	21′



Rys. 23.
Wykres $\zeta = f(x)$ dla szybkości v_{300} dla bocznej krawędzi deski.

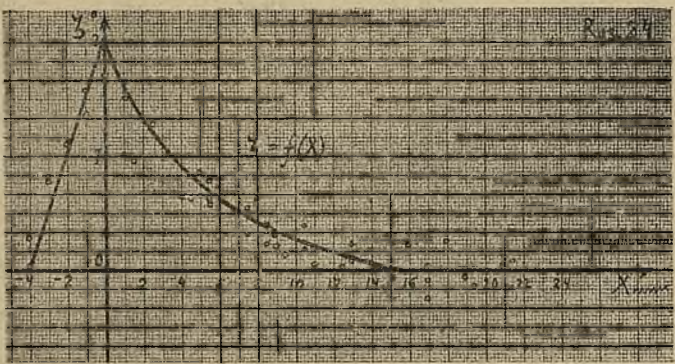
b) Krawędź deski prostopadła do włókien (czołowa).

Wyniki pomiarów dla szybkości v_{100} rys. 24.

Nr.	x	v	$1,1x$	h	ζ
1	—1	—27	—1	26	1°22′
2	5,5	— 5	6	11	35′
3	0,0	—32	0,0	32	1°41′
4	1	—30	1	31	1°38′
5	—4	— 5	—4,5	0 5	2′
6	4	—18	4,5	12,5	39′
7	13	10	14,5	4,5	14′
8	11	11	12	1	3′
9	9,5	8	10,5	2,5	8′
10	—3	—19	—3,5	15,5	49′
11	8,5	3	9,5	6,5	20′
12	1,5	—17	1,5	18,5	58′
13	8,5	5	9,5	4,5	14′

Nr.	x	y	$1,1\,x$	h	ζ
14	1	—29	1	30	1°34′
15	5	—11	5,5	16,5	52′
16	5,5	—9	6	15	47′
17	—1	—31	—1	30	1°34′
18	7,5	—2,5	8	10,5	33′
19	17	18	18,5	0,5	2′
20	13	12	14,5	1,5	5′
21	7,5	2	8	6	19′
22	2,5	—22	2,5	24,5	1°17′
23	10,5	4	11,5	7,5	24′
24	8,5	2	9,5	7,5	24′
25	8	—3	9	12	38′
26	1	—28	1	29	1°31′
27	—4	—10	—4,5	5,5	17′
28	4,5	—11	5	16	50′
29	19,5	24	21,5	—2,5	—8′
30	18	15	20	5	16′
31	21	22	23	1	3′
32	1,5	16	13,5	1,5	2′
33	4	6	10	4	13′

Nr.	x	y	$1{,}1\ x$	h	ζ
34	—2	—23	—2	21	1° 6′
35	0,0	—33	0,0	33	1°43′
36	10,5	8	11,5	3,5	11′
37	3	—16	3,5	19,5	1° 1′
38	5	— 7	5,5	12,5	39′
39	9	4	10	6	19′
40	1	—28	1	29	1°31′
41	21,5	22	23,5	1,5	5′
42	—3	—18	—3,5	14,5	46′
43	17	20	18,5	—1,5	—5′
44	4,5	— 7	5	12	38′
45	16	13	17,5	4,5	14′
46	5,5	— 6	6	12	38′
47	10	6	11	5	16′
48	28,5	32	31,5	—0,5	—2′
49	19	22	21	—1	—3′
50	17	14	18,5	4,5	14′

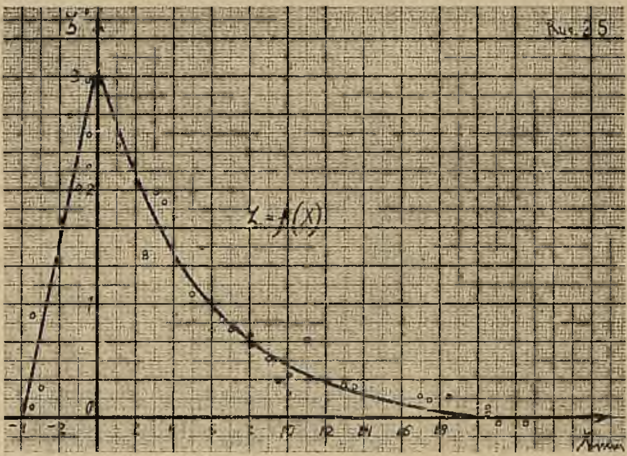


Rys. 24.
Wykres $\zeta = f(x)$ dla szybkości v_{100} dla czołowej krawędzi deski.

Wyniki pomiarów dla szybkości v_{300} rys. 25.

Nr.	x	y	$1{,}1x$	h	ζ
1	25	29	27	—2	—6′
2	17,5	16	19	3	9′
3	17	15	18,5	3,5	11′
4	2,5	—25	2,5	27,5	1°27′
5	4	—13	4,5	17,5	55′
6	—3	— 8,5	—3,5	5,0	16′
7	2	—37,5	2	39,5	2° 4′
8	13	9	14,5	5,5	17′
9	—0,5	—42,5	—0,5	42	2°12′
10	5,5	—22,5	6	28,5	1°30′
11	—0,5	—57	—0,5	56,5	2°58′
12	—1,5	—52	—1,5	50,5	2°39′
13	—0,5	—48	—0,5	47,5	2°29′
14	5	—15	5,5	20,5	1° 5′
15	9,5	11	10,5	9,5	30′
16	3	—3 ,5	3,5	35	1°50′
17	—3	—13	—3,5	9,5	30′
18	10	4	11	7	22′
19	1	—44,5	1	45,5	2°23′
20	—1	—39,5	—1	38,5	2° 1′
21	6,5	— 9,5	7	16,5	52′
22	0,0	—18	0,0	48	2°31′
23	11	— 1	12	13	41′
24	10	7	11	4	13′

Nr.	x	y	1,1 x	h	ζ
25	13,5	10	15	5	16′
26	2	—38	2	40	2° 6′
27	4	—29	4,5	33,5	1°45′
28	3,5	—32	4	36	1°53′
29	3	—34	3,5	37,5	1°58′
30	—3,5	— 6	—4	2	6′
31	7	— 7	7,5	14,5	46′
32	8	— 4,5	9	13,5	43′
33	—3,5	—21	—4	17	54′
34	8	— 3	9	12	38′
35	12	11	13	2	6′
36	9	0,0	10	10	31′
37	12	10	13	3	9′
38	6	— 8	6,5	14,5	46′
39	9,5	4,5	10,5	6	19′
40	14	9,5	15,5	6	19′
41	2,5	—25	2,5	27,5	1°26′
42	6	—13	6,5	19,5	1° 1′
43	20,5	21	22,5	1,5	5′
44	24	25	26,5	1,5	5′
45	22,5	26	25	—1	—3′
46	21	24	23	—1	—3′
47	20	20	22	2	6′
48	18,5	17	20,5	3,5	11′
49	20,5	22	22,5	0,5	2′
50	20	23	22	—1	—3′



Rys. 25.
Wykres $\zeta = f(x)$ dla szybkości v_{300} dla czołowej krawędzi deski.

Otrzymane wyniki wskazują, że największy kąt odbicia pocisku od krawędzi jest wtedy, gdy ostrze pocisku pada na samą krawędź. Kąt ten zresztą jest nieduży, w żadnym wypadku nie przekracza 3^0. Zaznaczyć należy, że pociski, których ostrza padają w pobliżu samej krawędzi

$$(x = -2 \text{ do } +4 \text{ mm}),$$

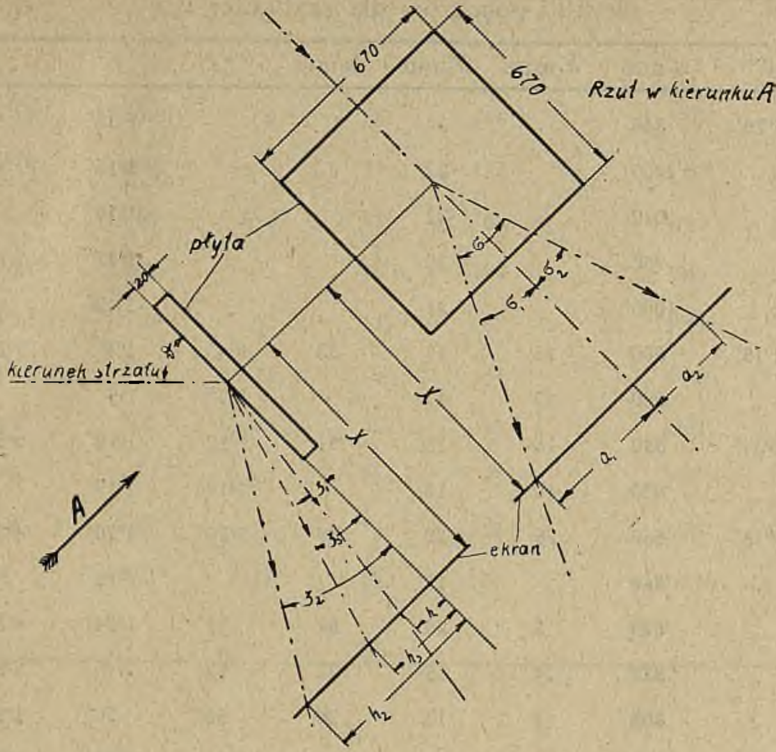
koziołkują.

Wraz z malejącą szybkością kąt odbicia wzrasta.

Wpływ ułożenia włókien na wielkość kąta odbicia jest minimalny.

Przestrzeń niebezpieczna krawędzi deski, t. j. ta, która jeszcze powoduje odbicie, wynosi około 12 mm dla bocznej krawędzi (włókna równoległe do krawędzi), 16 — 18 mm dla krawędzi czołowej. Z tego więc punktu widzenia lepiej jest ustawiać deski w niebezpiecznych miejscach strzelnicy w ten sposób, by krawędź była zawsze równoległa do włókien.

Należy zauważyć, że i poza strefą, określoną wyżej jako niebezpieczna, przejście pocisku przez deskę zmienia jego kierunek lotu. Zmiana kierunku lotu jest stosunkowo nieduża ($\sim 20'$), zachodzi jednak w obu kierunkach, a więc zarówno do góry jak i wdół. Jest ona zresztą normalnym wpływem niejednorodności deski i nieosiowego położenia pocisku na torze.



Rys. 26.
Schemat urządzenia.

5. Odbijanie się pocisku od powierzchni płyty stalowej.

Do prób użyto płyty kontaktowej aparatu Boulangé o wymiarach 670 × 670 × 20.

ζ_1 — kąt najniższego odłamka rozbitego pocisku.
ζ_s — kąt środka ciężkości odłamków.
ζ_2 — kąt najwyższego odłamka.
σ — kąt stożka rozsypu odłamków.

$$\operatorname{tg}\zeta_1 = \frac{h_1}{x}; \quad \operatorname{tg}\zeta_s = \frac{h_s}{x}; \quad \operatorname{tg}\zeta_2 = \frac{h_2}{x};$$

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2; \qquad \operatorname{tg}\sigma_1 = \frac{a_1}{x}; \qquad \operatorname{tg}\sigma_2 = \frac{a_2}{x}.$$

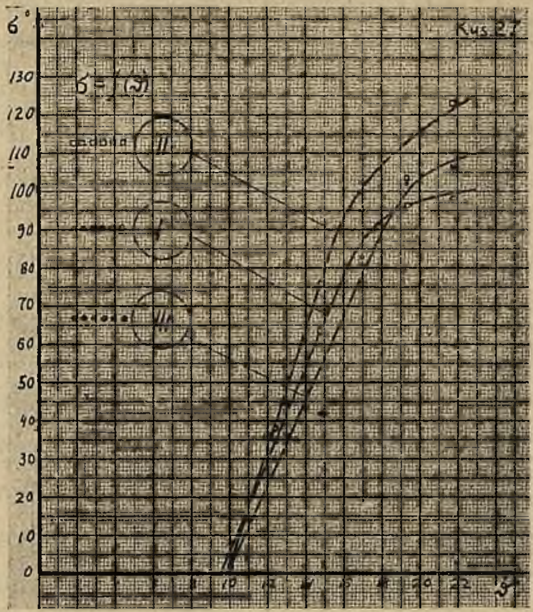
Wyniki pomiarów dla szybkości v_{100}.

ϑ^0	x mm	$h_1$mm	$h_s$mm	$h_2$mm	$\zeta_1{}^0$	$\zeta_s{}^0$	$\zeta_2{}^0$
4°26′	840		24			1°38′	
„	1000		22			1°16′	
„	1020		22			1°14′	
„	950		25			1°31′	
„	1000		21			1°12′	
7°15′	800	15	15	33	1°4′	1°4′	2°22′
„	800	17	17		1°7′	1°7	
8°34′	890	18	18	91	1°10′	1°10′	5°50′
„	830	19	19		1°19′	1°19′	
9°18′	860	20	20	69	1°20′	1°20′	4°36′
„	860		19			1°16′	
„	820	3	20	67	13′	1°24′	4°30′
„	810	14	15	77	59′	1°4′	5°26′
„	800	13	13	20	56′	56′	1°26′
9°39′	810	16	19	80	1°8′	1°20′	5°40′
„	810	15	19	76	1°4′	1°20′	5°23′
„	830	21	21	81	1°27′	1°27′	5°36′
„	770	12	12	28	54′	54′	2°5′
„	730	12	12	60	56′	56′	4°42′
10°2′	920	18	25	100	1°7′	1°34′	6°12′
„	890	4	20	87	16′	1°17′	5°36′
„	860	23	25	155	1°32′	1°40′	10°13′
„	900	9	22	66	34′	1°24′	4°12′
„	900	7	20	94	28′	1°17′	5°58′
14°58′	960	7	19	146	25′	1°8′	8°40′
„	960	2	23	148	7′	1°22′	8°46′
„	980	—4	24	142		1°24′	8°15′
„	970	—3	22	147		1°18′	8°38′

ϑ^0	x mm	$h_1$mm	$h_s$mm	$h_2$mm	ζ_1^0	ζ_s^0	ζ^0_2
14°58′	960	0	26	106		1°33′	6°18′
19°34′	600	— 3	21	162		2°0′	15°6′
„	640	— 3	21	165		1°53′	14°25′
24°24′	580	— 4	18	160		1°47′	15°25′
29°12′	530	— 7	11	83		1°11′	8°54′
39°12′	590	—11	15	87		1°28′	8°24′
49°8′	600	—20	30	75		2°52′	7°7′
59°6′	600	—11	21	65		2°0′	6°11′
64°4′	600	—11	16	112		1°32′	10°35′
90°	780	—11	18	120		1°17°	8°46′

Krzywa I. rys. 27.

ϑ^0	x mm	$a_1$mm	$a_2$mm	σ_1^0	σ_2^0	σ^0
10°1′	1080	48	50	2°33′	2°39′	5°12′
12°20′	790	291	207	20°14′	14°42′	34°56′
14°50′	440	272	272	31°44′	31°44′	63°28′
17°0′	290	369	278	51°48′	43°48′	95°36′
19°24′	280	315	315	48°20′	48°20′	96°40′
21°50′	270	305	293	49°53′	48°25′	98°18′



Rys. 27.
Wykres $\sigma = f(\vartheta)$ dla szybkości v_{100} krzywa I
dla szybkości v_{200} krzywa II
dla szybkości v_{300} krzywa III

Wyniki pomiarów dla szybkości v_{200}.

ϑ	x	h_1	h_s	h_2	ζ_1	ζ_s	ζ_2
4°26′	730		20			1°34′	
"	850		27			1°46′	
"	730		20			1°34′	
"	720		20			1°35′	
"	680		22			1°52′	
9°39′	670	15	22	132	1°17′	1°53′	11°9′
"	770		11			0°49′	
"	750		14			1° 4′	
"	750		14	40		1° 4′	3°4′

ϑ	x	h_1	h^s	h_2	ζ_1	ζ^s	ζ_2
9°39′	750		13	20		1°59′	1°32′
10°2′	850		20	170		1°21′	11°19′
"	740		12	95		0°56′	7°19′
"	870	17	21	41	1°7′	1°23′	2°42′
"	840		20	47		1°22′	3°12′
"	790	9	15	75	0°39′	1°5′	5°26′
10°14′	720	—8	15	113		1°11′	8°56′
"	700	5	14	94	0°25′	1°9′	7°39′
"	710	15	15	36	1°13′	1°13′	2°54′
"	700	7	13	14	0°34′	1°4′	1°9′
"	750	11	11	22	0°50′	0°50′	1°41′
10°46′	720	0	17	97	0′	1°21′	7°43′
"	690	—3	15	155		1°14′	12°41′
"	720	15	18	84	1°12′	1°26′	6°41′
"	680	12	16	89	1°1′	1°21′	7°30′
"	690	13	16	36	1°5′	1°20′	2°59′
11°21′	710	—3	19	97		1°32′	7°48′
"	710	10	19	112	0°49′	1°32′	8°59′
"	690	—24	15	113		1°15′	9°18′
"	600	8	13	47	0°46′	1°14′	4°29′
"	620	12	17	130	1°7′	1°34′	11°51′
11°48′	700	16	16	155	1°18′	1°19′	12°29′
"	750	14	24	129	1°4′	1°50′	9°46′
"	710	10	21	70	0°49′	1°42′	5°39′
"	750	4	18	125	0°18′	1°23′	9°29′
"	710	12	20	144	0°58′	1°37′	11°28′
14°58′	890	4	26	170	0°16′	1°40′	10°49′
"	900	13	22	173	0°50′	1°24′	10°53′
"	920	0	19	185	0′	1°11′	11°23′

ϑ	x	h_1	h_s	h_2	ζ_1	ζ_s	ζ_2
14°58′	910	0	21	175	0′	1°19′	10°53′
„	880	4	23	163	0°16′	1°30′	10°30
19°34′	860	0	29	153	0′	1°56′	10°5′
„	890	0	26	150	0′	1°40′	9°35′
24°24′	560	—6	19	100		1°56′	10°8′
29°12′	510	—3	17	94		1°55′	10°27′
39°12′	560	—7	15	70		1°30′	7°8′
48°8′	560	—12	13	80		1°20′	8°8′
54°10′	600	0	22	86	0′	2°6′	8°10
59°6′	570	—6	9	90		0°54′	8°59′
90°	780	—15	28	122		2°0′	8°54′

Krzywa II rys. 27.

ϑ	x	a_1	a_2	σ_1	σ_2	σ
10°0′	1020	25	8	1°24′	27′	1°51′
12°20′	820	387	188	25°17′	12°56′	38°13′
14°50′	340	341	202	45° 5′	30°43′	75°48′
17°0′	245	366	326	56°12′	53° 3′	109°15′
19°24′	240	362	256	56°27′	47° 4′	103°31′
21°50′	185	353	326	62°21′	60°24′	122°45

Wyniki pomiarów dla szybkości v_{300}.

ϑ	v	h_1	h_s	h_2	ζ_1	ζ_s	ζ_2
4°26′	650		26			2°17′	
„	670		22			1°53′	
„	630		23			2°5′	
„	670		22			1°53′	
„	640		24			2°9′	
10°2′	740		13			1°1′	
„	700		15			1°14′	
„	700		14			1°9′	
„	670		13			1°7′	
„	730		13			1°1′	
10°46′	670		14	60		1°12′	5°8′
„	610		14			1°19′	
„	590	5	17		0°29′	1°39′	
„	680	10	12	51	0°50′	1°2′	4°18′
„	650		21	24		1°51′	2°7′
11°21′	680		14	98		1°11′	8°12′
„	640		24	46		2°9′	4°7′
„	720		15	42		1°12′	3°20′
„	790		12			0°52′	
„	610	12	24	63	1°8′	2°15′	5°54′
11°48′	650	9	26	140	0°48′	2°17′	12°10′
„	670		15	64		1°17′	5°28′
„	680		15	96		1°16′	8°3′
„	730	9	15	44	0°42′	1°11′	3°27′
„	710	6	21		0°29′	1°42′	
12°16′	660	19	27	125	1°39′	2°20′	10°44′
„	650	2	26	56	0°11′	2°17′	4°56′

ϑ	x	h_1	h_s	h_2	ζ_1	ζ_s	ζ_2
12°16′	700	3	22	63	0°15′	1°48′	5°9′
„	690	—11	19	90		1°35′	7°27′
„	670		17	100		1°27′	8°29′
14°58′	940	—10	27	125		1°39′	7°35′
„	930	—21	26	102		1°36′	6°16′
„	970	—10	23	113		1°22′	6°39′
„	940	0	27	121		1°39′	7°21′
„	920	17	25	130	1°4′	1°34′	8°3′
19°34′	820	4	19	133	0°17′	1°20′	9°13′
„	830	6	21	162	0°25′	1°27′	11°3′
„	839	2	22	174	0°8′	1°31′	11°51′
24°24′	480	—12	12	123		1°26′	14°23′
„	520	—6	16	148		1°46′	15°53′
29°12′	500	—3	12	85		1°22′	9°39′
39°12′	570	0	9	100		1°2′	9°57′
49°8′	545	—3	21	65		2°13′	6°48′
54°10′	590	3	18	69	0°18′	1°45′	6°41′
59°6′	575	—7	12	55		1°12′	5°28′
90°	780	—18	24	138		1°43′	10°3′

Krzywa III rys. 27.

ϑ	x	a_1	a_2	σ_1	σ	σ_2
10°0′	910	17	14	1°4′	53′	1°57′
12°20′	815	317	132	21°16′	9°13′	30°29′
14°50′	445	243	105	28°40′	13°17′	41°57′
17°00′	205	282	114	53°58′	29°6′	83°4′
19°24′	220	351	219	57°54′	44°54′	102°48′
21°50′	190	273	239	55°8′	51°28′	106°36′

Z otrzymanych wyników widać, że pocisk zaczyna się rozbijać

dla v_{100} przy kącie $\vartheta = 7^0 \div 9^0 30'$

dla v_{200} „ $\vartheta = 9^0 30' \div 10^0 15'$

dla v_{300} „ $\vartheta = 10^0 30' \div 12^0 30'$.

Próba skuteczności rozbitego pocisku wykazuje, że odłamki przebijają jeszcze deskę 1″, stawianą tuż przed ekranem, w następujących granicach:

dla v_{100} przy kącie $\vartheta \leqslant 65^0$

dla v_{200} „ $\vartheta \leqslant 60^0$

dla v_{300} „ $\vartheta \leqslant 55^0$

Granice te wyznaczone są z dokładnością $\sim 5^0$.

Kąty ζ_1 i ζ_2 mają znaczenie tylko orjentacyjne, nie ilościowe, dlatego, że odłamki od chwili rozbicia się pocisku lecą nie po linjach prostych, lecz łamanych z powodu wzajemnego odbijania się; potwierdza to fakt, że mamy szereg ujemnych wartości h_1. Skutkiem tego powstaje błąd w wyznaczeniu tych kątów.

Co do zależności kąta odbicia od kąta padania należy stwierdzić, że dopóki pocisk odbija się cały, dopóty kąt odbicia nie przekracza 1^0 do 2^0 i to zupełnie niezależnie od kąta padania.

To samo zachodzi dla środka ciężkości odłamków dla kąta padania aż do 90^0; w wyjątkowych jedynie wypadkach kąt odbicia przekracza 2^0, nie dosięgając nigdy jednak 3^0.

W ten sposób działanie płyty stalowej polega na tem, że zmusza ona padający pocisk do pójścia wzdłuż powierzchni płyty. Wskazówka ta może być cenna dla konstruktora strzelnicy, ponieważ poważnie zmniejsza kierunki niebezpieczne przy odbiciu się pocisku od płyty kontaktowej.

Z chwilą, gdy pocisk zaczyna się rozbijać, odłamki zwiększają oczywiście górny kąt odbicia ζ_2. Nie dała się stwierdzić żadna prawidłowość w zawisłości tego kąta od kąta padania. Średnio wynosi on około 8^0, w wyjątkowych wypadkach może dochodzić do 12^0, a nawet do 15^0. Są to jednak jedynie już odłamki słabe, o mniejszej sile działania i niewątpliwie niedużym zasięgu. Jak drobne mogą być te odłamki, widać wyraźnie na fot. 7 (str. 59), przedstawiającej ekran ustawiony 25 mm przed płytą kontaktową przy kącie padania 90^0 i na fot. 14.

Pomiar zależności kąta stożka rozsypu odłamków (σ) od kąta padania wykonano tylko dla ϑ w granicach od 10^0 do 22^0; dla $\vartheta < 10^0$ $\sigma = 0$, gdyż pocisk jest jeszcze cały; dla $22^0 < \vartheta < 90^0$ kąt σ rośnie silnie, ale wykonanie pomiarów dla kątów $\sigma > 120^0$ napotyka na znaczne trudności. Krzywe I, II i III rys. 27 zależności $\sigma = f(\vartheta)$ dla różnych szybkości wskazują bardzo szybki wzrost tego kąta wraz z kątem padania, à więc i bardzo silnie wzrastającą fragmentację pocisku.

Proces ten widoczny jest wyraźnie na fotografjach śladów na ekranie. Na fotografjach 8, 9, 10, 11, 12, 13 i 14 przedstawione są kolejne stadja rozbijania się pocisku dla szybkości v_{300}. Odległość ekranu od punktu rozbicia pocisku wynosi $\sim$ 700 mm. Na fotografjach 15, 16, 17, 18, 19, 20 i 21 podane są kolejne stadja rozbijania się pocisku dla szybkości v_{100}, przyczem ekran był w odległości $\sim$ 200 — 400 mm od punktu rozbicia pocisku; próby te służyły do obliczenia kąta σ. Na fotografjach 22, 23, 24, 25, 26 i 27 zestawione są ślady rozbitych pocisków dla różnych szybkości przy tym samym kącie padania pocisku ϑ. Na fotografjach 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36 i 37 przedstawione są pociski i odłamki pocisków, które utkwiły w drzewie po odbiciu od płyty stalowej.

Fotografje 8 — 27 wykazują jaskrawo, że przy kącie padania od 12^0 pocisk zaczyna się już rozbijać na kawałki, nie mogące ranić na dalekiej przestrzeni.

Potwierdzają to fotografje 28 — 37.

Przy kącie padania $4^0 46'$ pocisk odbija się prawie bez zniekształcenia i może mieć jeszcze bardzo poważne działanie.

Przy kącie padania $6^0 45'$ pocisk zaczyna się już nietylko zniekształcać, ale i rozbijać, oczywiście silniej przy większej szybkości pozostałej. Donośność pocisku rozbitego musi się oczywiście nieco skrócić, choć np. pocisk na fot. 33 (odpowiadającej v_{300}) może mieć jeszcze donośność bardzo poważną.

Przy kącie padania $7^0 34'$ i $9^0 31'$ rozbijanie się pocisków wzrasta, lecz zawsze główne odłamki mogą jeszcze daleko dolecieć.

Przy kącie $14^0 58'$ z pocisku pozostaje jedynie poszarpany płaszcz z drobnemi pozostałościami ołowiu wewnątrz. Lot takiego pocisku nie może już być daleki i mało jest szans, by mógł on wyjść poza teren strzelnicy.

Doświadczenie potwierdza ten wniosek. Przy licznych bowiem badaniach bezpieczeństwa strzelnic stwierdzono, że odnalezione poza terenem strzelnicy pociski odbite mają wygląd podobny do fot. 28, 29, 30 i 33.

Pocisków podobnych do podawanych na fotografjach 31, 32 i 34—37 nigdy poza terenem strzelnicy nie znajdowano.



Fot. 8 (× 0,5) v_{300} $\vartheta = 4^0 26'$.



Fot. 9 (× 0,21) v_{300} $\vartheta = 10^0 46'$ 5 strzałów.



Fot. 10 (× 0,21) v_{300} $\vartheta = 11'21$ 5 strzałów.



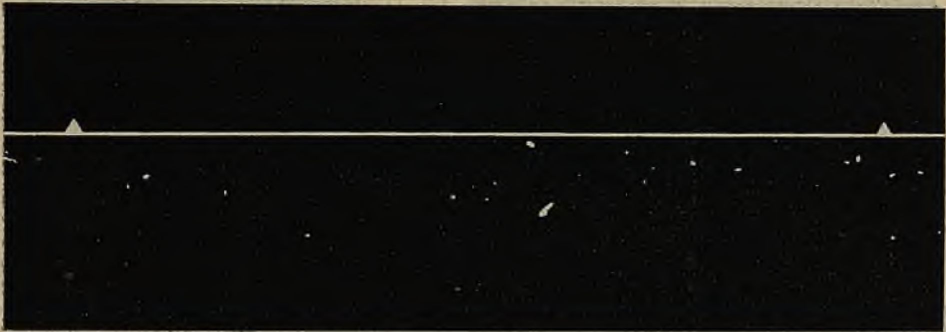
Fot. 11 (× 0,21) v_{300} $\vartheta = 12^0 16'$ 5 strzałów.



Fot. 12 (× 0,21) v_{300} $\vartheta = 14^0 58'$ 3 strzały.



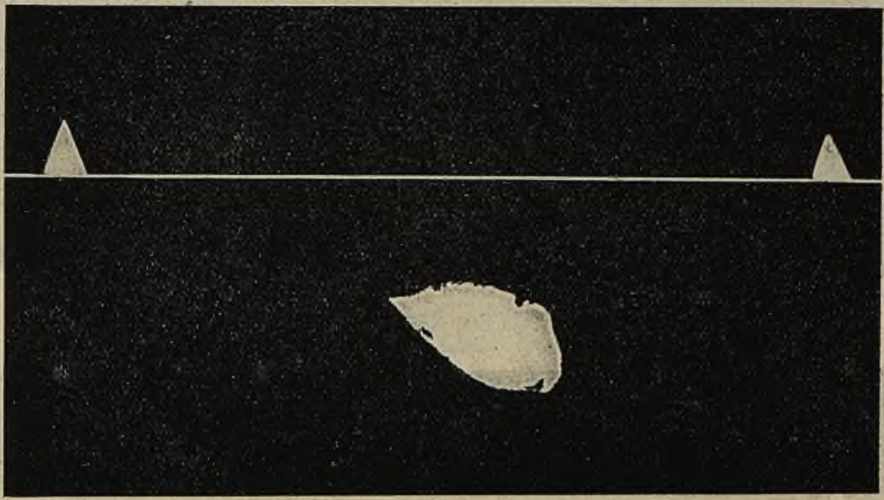
Fot. 13 (× 0.21) v_{300} $\vartheta = 39^0 12'$ 1 strzał.



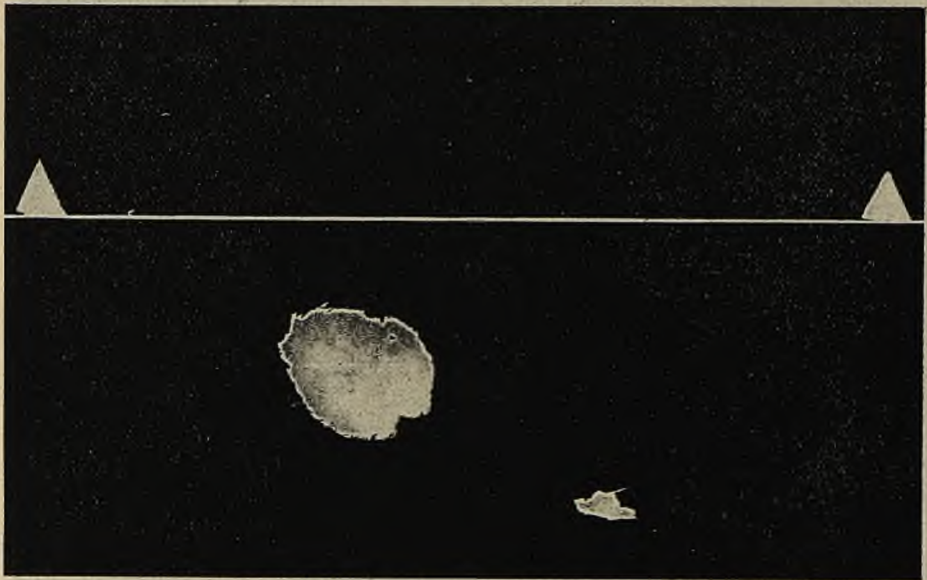
Fot. 14 (× 0.21) v_{300} $\vartheta = 90^0$ 1 strzał.



Fot. 15 (× 0,95) v_{100} $\vartheta = 4^0 26'$ 3 strzały.



Fot. 16 (× 0,95) v_{100} $\vartheta = 7^0 50'$.



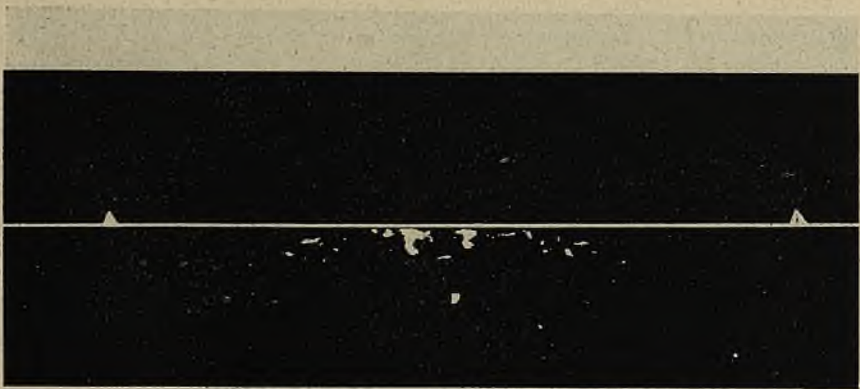
Fot. 17 (× 0,95) v_{100} $\vartheta = 10^0$ 1 strzał.



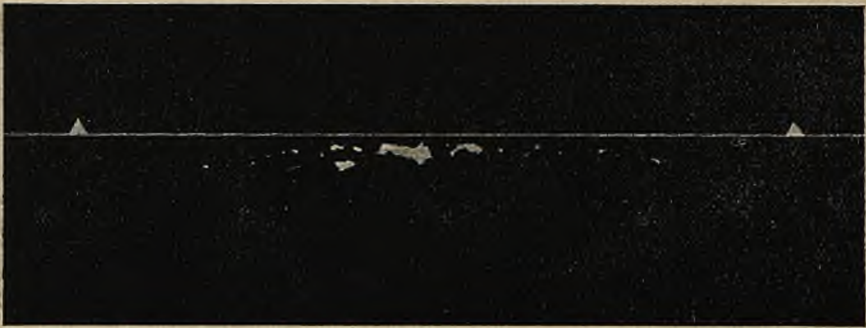
Fot. 18 (× 0,21) v_{100} $\vartheta = 12^0 20'$ 1 strzał.



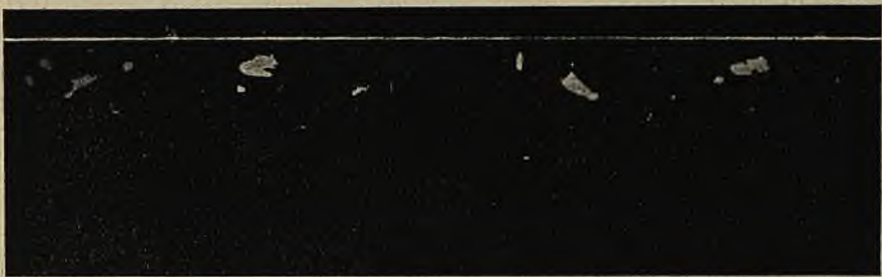
Fot. 19 (× 0,21) v_{100} $\vartheta = 14^0 51'$ 1 strzał.



Fot. 20 (× 0,21) v_{100} $\vartheta = 17^0$ 1 strzał.



Fot. 21 (× 0,21) v_{100} $\vartheta = 21^0 50'$ 1 strzał.



Fot. 22 (× 0,21) v_{100} $\vartheta = 14^0 58'$ 2 strzały.



Fot. 23 (× 0,21) v_{200} $\vartheta = 14^0 58'$ 2 strzały.



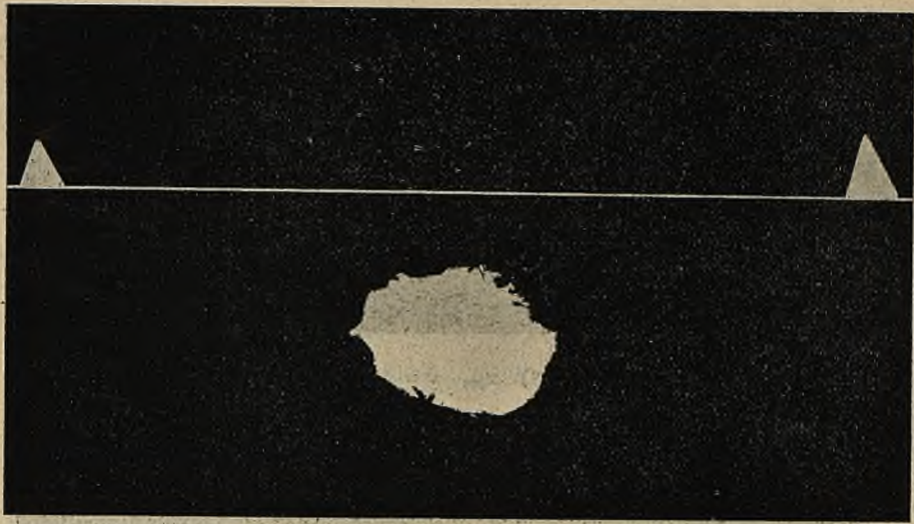
Fot. 24 (× 0.21) v_{300} $\vartheta = 14^0 58'$ 3 strzały.



Fot. 25 (× 0.21) v_{100} $\vartheta = 12^0 20'$ 1 strzał.



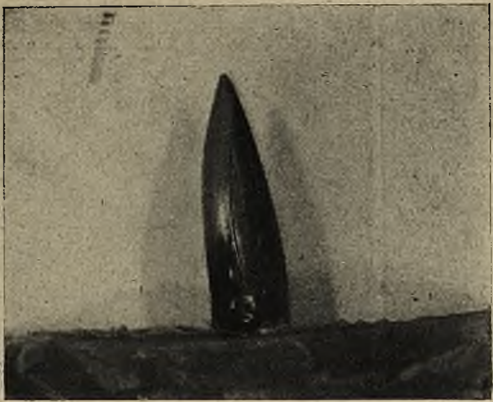
Fot. 26 (× 0.21) v_{200} $\vartheta = 12^0 20'$ 1 strzał.



Fot. 27 (× 1,15) v_{300} $\vartheta = 12^{0}20'$.



Fot. 28 (× 1,2) v_{100} $\vartheta = 4^{0}46'$.



Fot. 29 (× 1,2) v_{200} $\vartheta = 4^0 46'$.



Fot. 30 (× 1,2) v_{300} $\vartheta = 4^0 26'$.



Fot. 31 (× 1,2) v_{100} $\vartheta = 6^0 45'$.



Fot. 32 (× 1,2) v_{200} $\vartheta = 6^0 45'$.



Fot. 33 (× 1,2) v_{300} $\vartheta = 6^0 45'$.



Fot. 34 (× 1,2) v_{100} $\vartheta = 7^0 34'$.



Fot. 35 (× 1,2) v_{100} $\vartheta = 9^0 31'$.



Fot. 36 (× 1,2) v_{200} $\vartheta = 14^0 58'$.



Fot. 37 (× 1,2) v_{300} $\vartheta = 14^0 53'$.

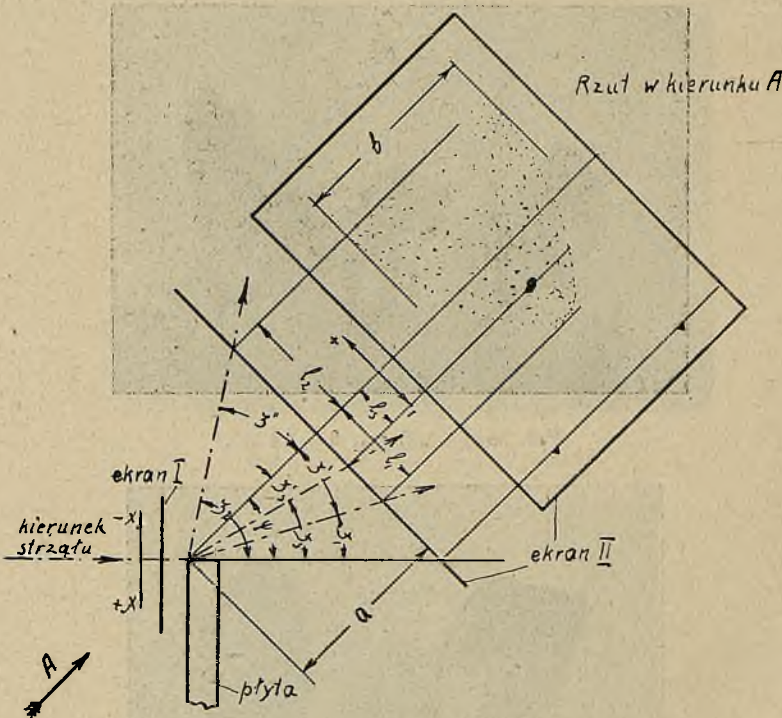
6. Odbijanie się pocisku od krawędzi płyty stalowej.

Badanie to ma cel podobny do badania odbijania się pocisku od krawędzi deski. Chodzi mianowicie o określenie roli płyty stalowej, jako krawędzi górnej wału tarczowego.

Dla określenia zachowania się pocisku w zależności od rodzaju płyty, użyto dwie płyty stalowe: jedną bardzo twardą (płyta kontaktowa aparatu Boulangé), drugą zwykłą miękką płytę stalową.

a) Płyta stalowa kontaktowa.

Schemat urządzenia do prób i znaczenie poszczególnych znaków podaje rys. 28.



Rys. 28.
Schemat urządzenia.

x — odległość osi strzału od krawędzi (mm)
a — odległość ekranu II od krawędzi (mm)

ψ — kąt między osią strzału a prostopadłą do ekranu II (stopnie)

ζ_1 — kąt najniższego odprysku (stopnie)

ζ_2 — kąt najwyższego odprysku (stopnie)

ζ_s — kąt odbicia pocisku nieznacznie rozbitego (stopnie)

σ — szerokość rozprysku (stopnie)

$$\operatorname{tg} \zeta^1 = \frac{1_1}{a}$$

$$\operatorname{tg} \zeta'' = \frac{1_2}{a}$$

$$\operatorname{tg} \zeta_s' = \frac{1_s}{a}$$

$$\operatorname{tg} \frac{\sigma}{2} = \frac{b}{2 \frac{a}{\cos \zeta''}}$$

$$\zeta_1 = \psi + \zeta'$$

$$\zeta_2 = \psi + \zeta''$$

$$\zeta_s = \psi + \zeta_s'$$

$a = 180$ mm $\qquad \psi = 45^0\ 40'$

Wyniki pomiarów dla szybkości v_{100}.

Nr.	x	1_1	1_s	1_2	ζ_1	ζ_s	ζ_2	b	σ
1	20.5	170		285	89°2′		103°22′		
2	—0.5	—70		160	24°24′		87°20′		
3	2	15		235	47°15′		98°11′		
4	3	60		285	64°7′		103°22′		
5	5	155		255	86°24′		100°27′		
6	6.5	155		275	86°24′		102°27′		
7	0	—65		225	25°48′		97°0′		
8	—2.5	—115		25	7°7′		53°35′		
9	0.5	—60		195	27°13′		92°56′		

Nr.	x	l_1	l_s	l_2	ζ_1	ζ_s	ζ_2	b	σ
10	0,5	—65		255	25°48′		100°27′		
11	0,5	—25		215	37°44′		95°48′		
12	4	125		280	80°28′		102°56′		
13	7	155		285	86°24′		103°22′		
14	6,5	160		275	87°19′		102°27′		
15	4,5	135		275	82°33′		102°27′		
16	6	155		285	86°24′		103°22′		
17	—3,5		—167			2°48′			
18	9,5	170		275	89°2′		102°27′		
19	—3	—158		—85		4°22′	20°24′	50	14°20′
20	5,5	155		270	86°24′		101°58′		
21	7,5	170		285	89°2′		103°22′		
22	5	145		275	84°33′		102°27′		
23	8	160		275	87°19′		102°27′		
24	—6,5	150		260	85°30′		100°58′		
25	—3	—176	—155	—38	1°17′	4°56′	33°44′	45	13°40′
26	—2,5	—151	—121	5	5°40′	11°45′	47°15′	300	79°40′
27	0	—60		205	27°13′		94°22′		
28	3,5	85		275	70°56′		102°27′		
29	—0,5	—95		110	17°48′		87°08′		
30	5,5	145		290	84°33′		103°50′		
31	—2,5		—134	10		8°57′	48°51′	200	58°10′
32	6	150		280	85°30′		102°56′		
33	8	155		280	86°24′		102°56′		
34	3	85		265	70°56′		101°27′		
35	7	155		260	86°24′		100°58′		
36	7	155		245	86°24′		99°20′		
37	4,5	125		255	80°28′		100°27′		
38	0,5	—55		240	28°39′		98°46′		

Nr.	x	l_1	l_s	l_2	ζ_1	ζ_s	ζ_2	b	σ
39	3	55		245	62°41′		99°20′		
40	—2	—125		25	10°52′		53°35′	400	113°20′
41	1,5	—5		255	44° 5′		100°27′		
42	5,5	145		275	84°33′		102°27′		
43	—2,5	—150	—130	2	5°50′	9°47′	46°18′	140	30° 0′
44	2,5	35		255	56°24′		100°27′		
45	6	160		265	87°19′		101°27′		
49	2,5	35		255	56°24′		100°27′		
47	2	25		250	53°35′		99°54′		
48	1	—15		190	40°54′		92°11′		
49	12,5	175		265	89°53′		101°27′		
50	6	155		285	86°24′		103°22′		

Wyniki pomiarow dla szybkości v_{300}.

Nr.	x	l_1	l_s	l_2	ζ_1	ζ_s	ζ_2	b	σ
1	42	179		275	90°32′		102°27′		
2	—3,5		—163			3°28′			
3	—0,5	—96		111	17°35′		77°20′		
4	13	165		280	88°12′		102°55′		
5	4,5	120		250	79°22′		99°54′		
6	—0,5	—87		75	19°51′		68°18′		
7	—2	—120	—110	5	11°58′	14°12′	47°15′	200	58°10′
8	0	—88		135	19°36′		82°33′		
9	—1,5	—105		40	15°25′		58°12′	475	104°10′
10	—3		—155	—98		4°56′	17° 7′	50	14°0′
11	2,5	15		260	50°26′		100°57′		
12	12	163		285	87°50′		103°22′		
13	—2		—125	—5		10°52′	44° 5′	255	70°40′
14	3,5	55		285	62°41′		103°22′		
15	8	160		275	87°19′		102°27′		
16	2	—35		255	34°40′		100°27′		

W tabelach powyższych w rubryce „b" puste miejsca oznaczają, że szerokość ta nie była zmierzona, gdyż rozprysk nie mieścił się na ekranie (szerokość ekranu = ~ 500 mm, zatem $b > 500$ mm).

Z krzywej II rys. 29 i krzywej II rys. 31

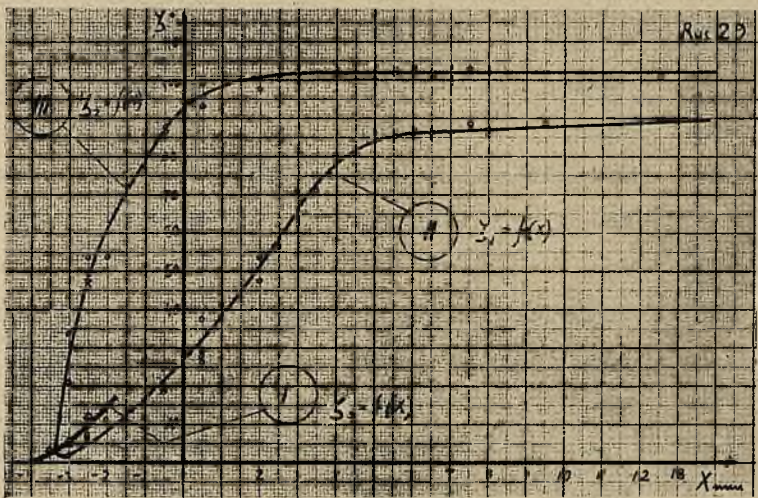
$$\zeta_1 = f(x)$$

widać, że działanie brzegowe krawędzi kończy się zarówno dla szybkości v_{100} jak i v_{300} przy $x = \sim 6$ mm.

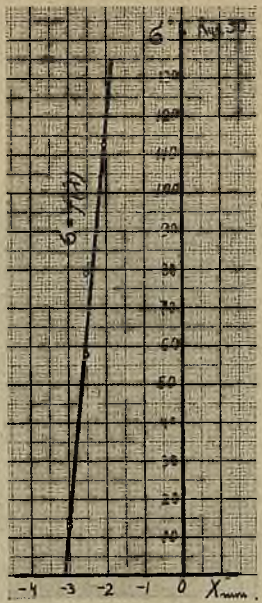
Pocisk wyłupuje krawędź, jeżeli oś strzału znajduje się w odległości $x = 0{,}5$ do -3 mm od krawędzi, przyczem największe wyłupanie zachodzi dla $x = \sim 0{,}5$ mm; wynosi ono

$$a_1 = a_2 = 2{,}4 \text{ mm}.$$

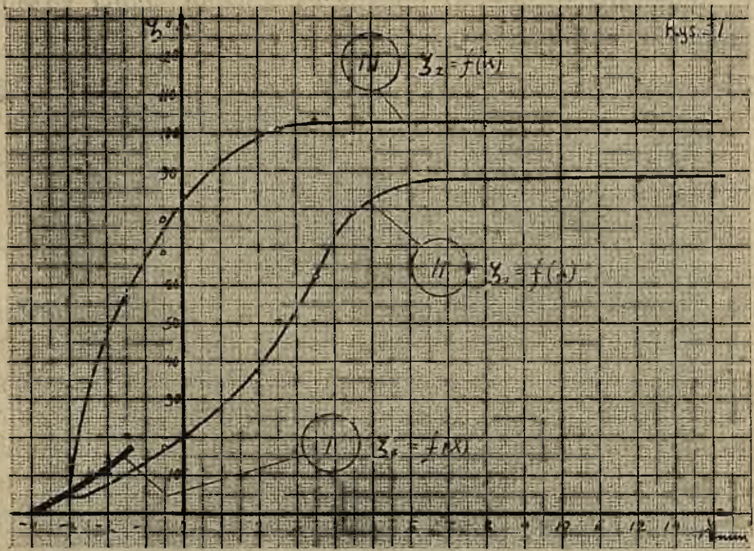
Wyłupanie ma kształt podany na rys. 33.



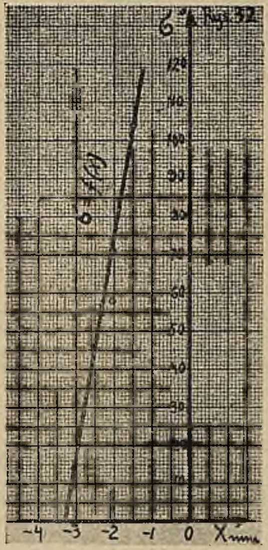
Rys. 29.
Wykres $\zeta = f(x)$ dla szybkości v_{100} dla płyty kontaktowej.



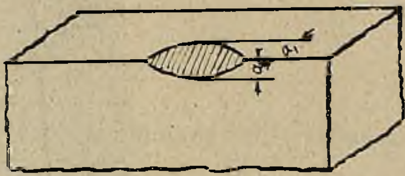
Rys. 30.
Wykres $\sigma = f(x)$ dla szybkości v_{100} dla płyty kontaktowej.



Rys. 31.
Wykres $\zeta = f(x)$ dla szybkości v_{300} dla płyty kontaktowej.



Rys. 32.
Wykres $\sigma = f(x)$ dla szybkości v_{300} dla płyty kontaktowej.



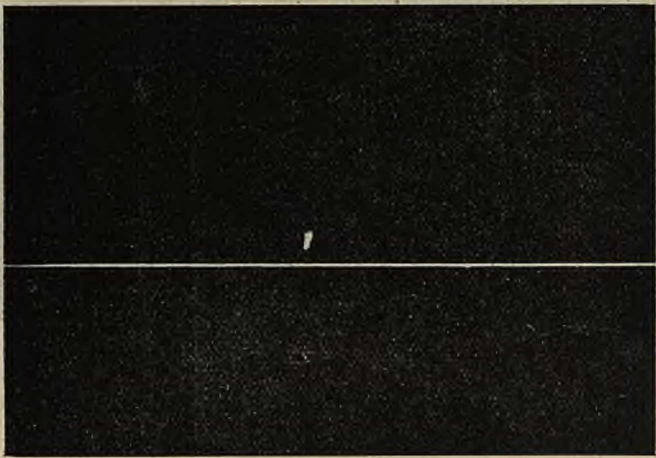
Rys. 33.
Wyłupanie krawędzi płyty kontaktowej.

Na fotografjach 38—47 podane są kolejne stadja rozbijania się pocisku dla szybkości v_{100}.

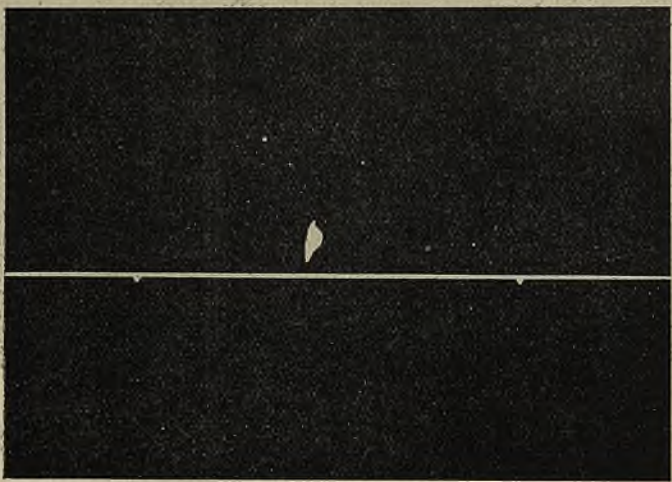
Z fotografji 41 i następnych widać, że już przy $x = -2{,}5$ mm pocisk zaczyna się rozbijać na części mniej niebezpieczne i że przy $x \sim -2$ mm odłamki pocisku przestają być niebezpieczne, bo napewno nie wychodzą poza obręb strzelnicy.

Jeżeli porównamy działanie płyty stalowej z deską, to przekonamy się, że przestrzeń niebezpieczna deski wynosi ~ 20 mm (a nawet 24 mm jeżeli dodać jeszcze te 4 mm, przy których wprawdzie ostrze pocisku przechodzi nad deską, ale płaszcz jego zawadza o deskę), podczas gdy przestrzeń niebezpieczna płyty wynosi 6 mm, lub (biorąc jak i poprzednio owe 4 mm) 10 mm, a więc 30%, lub 40% przestrzeni niebezpiecznej deski. Uwzględniając dalej, że od — 2 mm począwszy odbicie od płyty stalowej przestaje być niebezpieczne, bo są to już odpryski rozbite, nie mogące wyjść poza strzelnicę, należy stwierdzić, że faktycznie przestrzeń niebezpieczna płyty stalowej wynosi wszystkiego 2 mm, a więc 8½% przestrzeni niebezpiecznej deski.

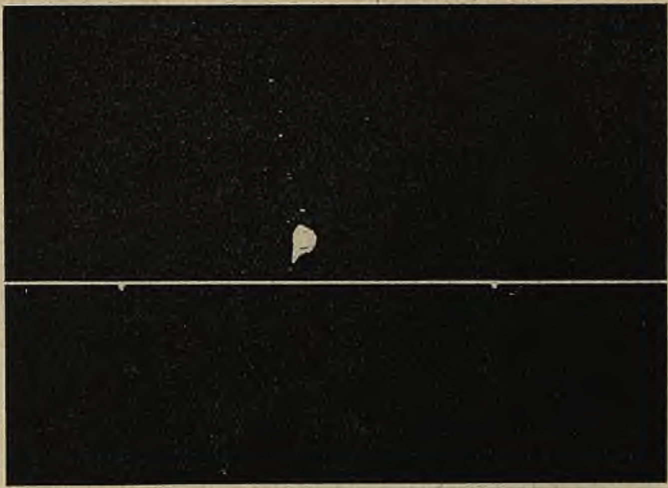
Charakterystyczną rzeczą jest dalej, że kąt odbicia pocisku od krawędzi płyty stalowej jest dość duży, około 10°, podczas gdy przy płycie drewnianej odbicia były bardziej płaskie, nie przekraczające 3°.



Fot. 38 (× 0,18) $x = -3{,}5$ mm



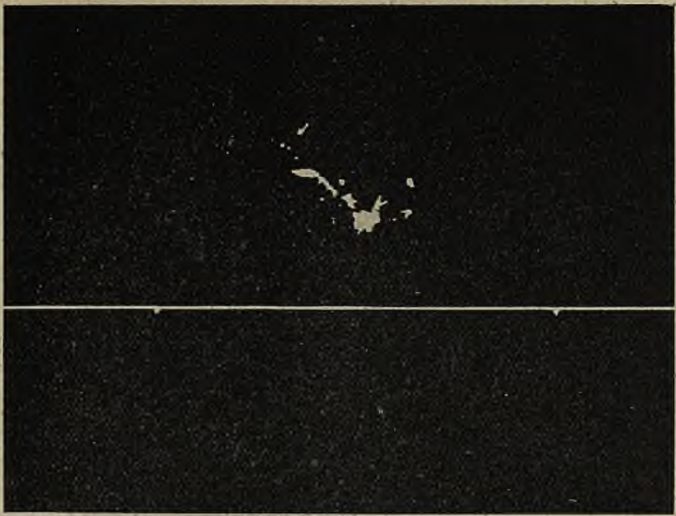
Fot. 39 (× 0,18) $x = -3$ mm



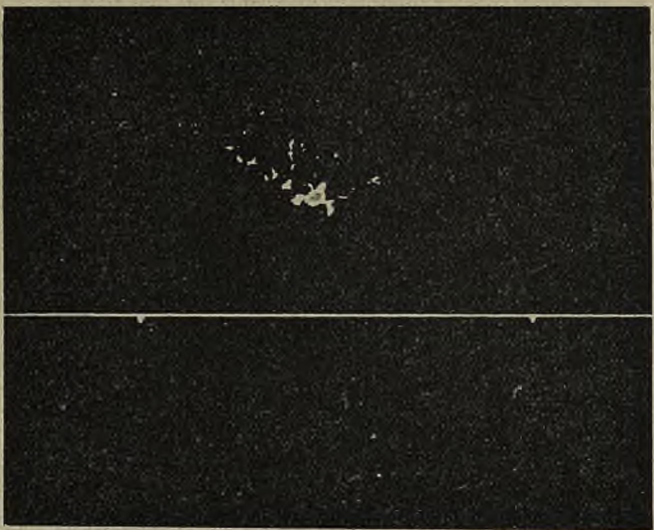
Fot. 40 (× 0,18) $x = -3$ mm



Fot. 41 (× 0,18) $x = -2,5$ mm



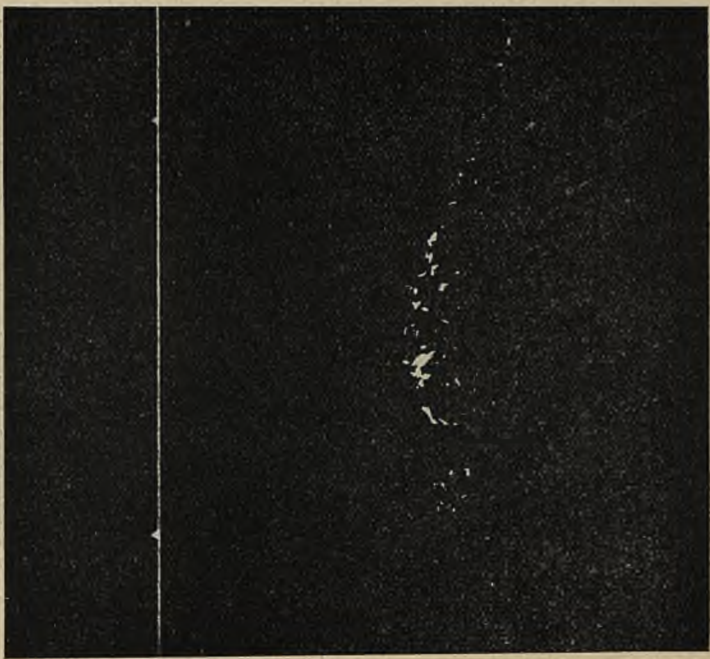
Fot. 42 (× 0,18) $x = -2,5$ mm



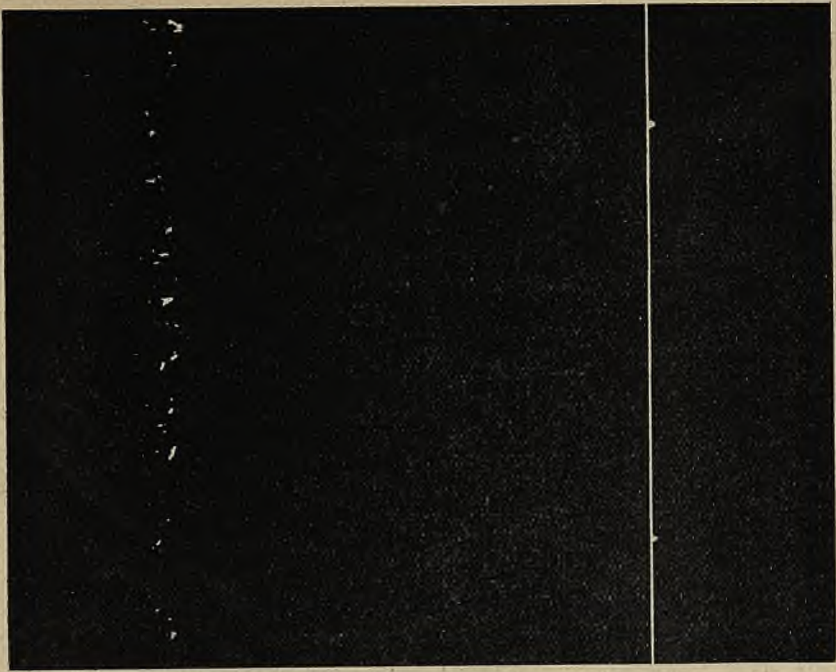
Fot. 43 (× 0.18) $x = -2$ mm



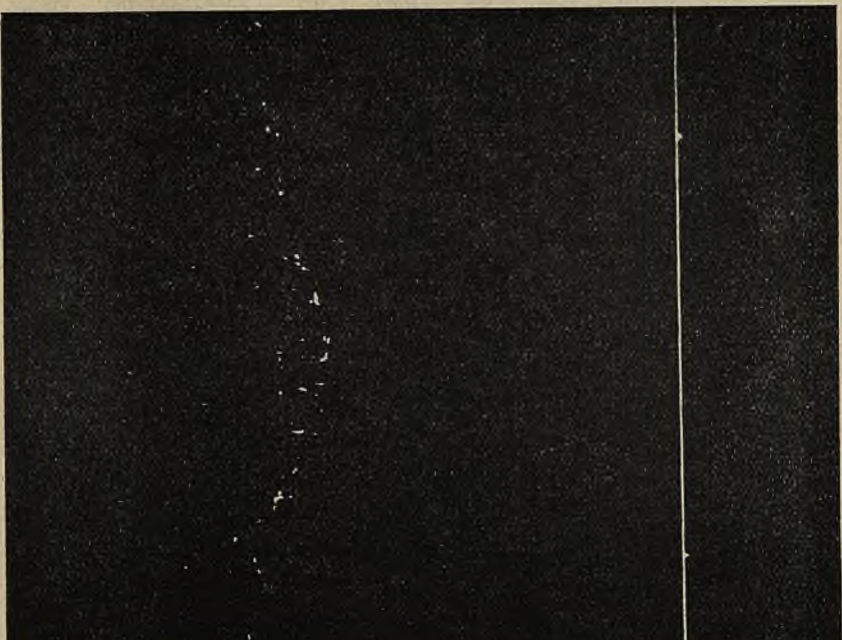
Fot. 44 ($\times$ 0,18) $x = -0,5$ mm



Fot. 45 ($\times$ 0,18) $x = 0,5$ mm



Fot. 47 (× 0,18) $x = 6{,}5$ mm



Fot. 46 (× 0,18) $x = 3$ mm

b) Płyta stalowa ochronna (o wymiarach 810×810×10).

Charakterystyka: stal miękka wyżarzona o zawartości

$$C = 0{,}15 \text{ do } 0{,}2\%$$

i właściwościach: wytrzymałość

$$R = 45 \text{ do } 50 \text{ kg/mm}^2$$

i twardość

$$H = 127 \text{ do } 144.$$

Schemat urządzenia ten sam, co dla płyty kontaktowej,

$$a = 320 \text{ mm} \qquad \psi = 45^0 40'.$$

Wyniki pomiarów dla szybkości v_{100}.

Nr.	x	1_1	1_s	1_2	ζ_1	ζ_s	ζ_2	b	σ
1	7,5	—258		352	$6^0 47'$		$93^0 24'$	150	$17^0 54'$
2	—1	—258	—238	87	$6^0 47'$	$9^0 1'$	$60^0 53'$	380	$59^0 30'$
3	6	—108		342	$27^0 0'$		$92^0 34'$	180	$21^0 45'$
4	3	—173		332	$17^0 15'$		$91^0 41'$	285	$34^0 20'$
5	3,5	—203		272	$13^0 16'$		$86^0 01'$	245	$32^0 27'$
6	5,5	—188		352	$15^0 12'$		$93^0 24'$	205	$24^0 20'$
7	7	—178		322	$16^0 33'$		$90^0 30'$	150	$18^0 53'$
8	3	—268		352	$5^0 42'$		$93^0 24'$	320	$37^0 10'$
9	2	—198		282	$13^0 54'$		$87^0 6'$	430	$53^0 30'$
10	1	—183		132	$15^0 52'$		$69^0 6'$	320	$49^0 16'$
11	3	—168		302	$17^0 56'$		$89^0 2'$	315	$39^0 20'$
12	—3	—318	—293	—103	$0^0 50'$	$3^0 10'$	$27^0 48'$	145	$24^0 17'$
13	—3	—328	—298	—103	$0^0 0'$	$2^0 40'$	$27^0 48'$	150	$25^0 7'$
14	0,5	—198		112	$13^0 54'$		$64^0 59'$	530	$76^0 2'$
15	1,5	—243		152	$8^0 25'$		$71^0 6'$	390	$58^0 5'$
16	1	—291		222	$2^0 21'$		$80^0 26'$	580	$73^0 20'$

Nr.	x	1_1	1_s	1_2	ζ_1	ζ_s	ζ_2	b	σ
17	4	—238		332	9°0′		91°44′	260	31°28′
18	3,5	—278		282	4°38′		87°04′	270	35°12′
19	6	—258		362	6°46′		94°12′	240	27°52′
20	—1,5	—308	—238	—8	1°50′	14°0′	44°14′	300	50°15′
21	1	—293		262	3°15′		84°55′	520	64°16′
22	0	233		152	9°35′		71°7′	570	78°10′
23	0,5	—313		242	1°16′		82°47′	470	60°45′
24	1	—238		282	9°0′		87°5′	450	55°35′
25	1,5	—228		292	10°10′		88°4′	400	49°30′
26	3,5	—218		302	11°22′		89°2′	245	31°10′
27	2	—233		272	9°34′		86°2′	310	40°26′
28	5	—228		352	10°10′		93°22′	220	26°2′
29	2,5	—223		272	10°46′		86°3′	250	33°6′
30	0,5	—238		122	9°0′		66°33′	410	61°48′
31	4	—233		332	9°35′		91°44′	230	28°0′
32	2	—233		322	9°35′		90°50′	300	36°30′
33	—3	—318	—288	—18	0°50′	2°38′	42°27′	110	19°30′
34	6,5	—148		352	20°50′		93°22′	180	21°25′
35	—2,5	—318	—263	—3	0°50′	6°13′	45°8′	145	25°32′
36	—1	—318	—218	—23	0°50′	11°22′	41°33′	360	58°35′
37	4,5	—148		352	20°50′		93°22′	280	32°48′
38	—1	—268	—213	—28	5°42′	12°0′	40°39′	540	80°0′
39	1	—208		202	12°37′		77°55′	380	53°8′
40	1,5	—198		202	13°54′		77°55′	315	43°2′
41	4,5	—193		352	14°32′		93°22′	200	23°44′
42	—3,5	—320	—278	—218	0°40′	4°38′	11°24′	105	15°25′
43	—1,5	—258	—198	92	6°46′	13°54′	61°43′	310	50°0′
44	4,5	—218		352	11°24′		93°22′	250	29°25′

Nr.	x	l_1	l_s	l_2	ζ_1	ζ_s	ζ_2	b	σ
45	—0.5	—253	—168	62	7°18′	17°58′	56°38′	550	80°20′
46	0.5	—188		122	15°12′		66°32′	360	55°24′
7	0	—248		92	7°52′		61°43′	430	65°42′
48	—0.5	—253		102	7°18′		63°22′	540	77°36′
49	7	—183		352	15°53′		93°22′	140	16°45′
50	1	—228		132	10°10′		68°7′	300	46°44′

Krzywe II i III rys. 34 podaje największy i najmniejszy kąt lotu odłamków w zależności od odległości x od krawędzi, krzywa I rys. 34 podaje kąt odbicia pocisku mało rozbitego, krzywa na rys. 35 podaje szerokość rozsypu odłamków. Na fotografjach 48—50 pokazane są kolejne stadja rozbijania się pocisku o krawędź.

Na fotografjach 58, 59, 60 i 61 pokazane jest działanie pocisku na krawędź.

Odległość x od krawędzi, przy której działanie brzegowe ustaje, wynosi $\sim$ 8 mm. Przy $x > 8$ mm pocisk wgniata wgłębienie w płycie, sam zaś się rozbija; odłamki idą w tył. Bardzo często ołów z tylnej części pocisku w dość dużym kawałku pozostaje we wgłębieniu w płycie (dla szybkości v_{100}).

Takie kawałki pokazane są na fotografji 62.

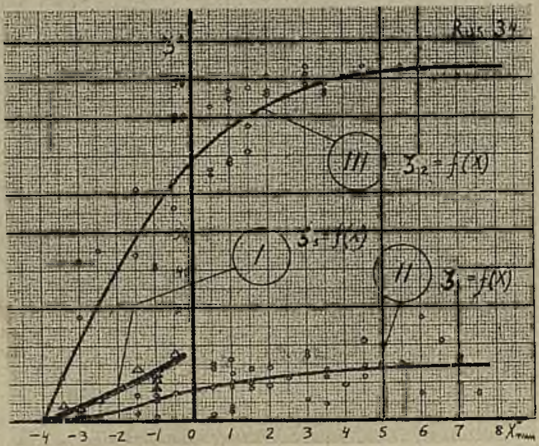
Wgłębienie w płycie ma kształt pokazany na rys. 36.

Dla szybkości	v_{100}	$d = 13$ mm	$h = 11{,}5$ mm
„	v_{200}	$d = 13$ mm	$h = 6{,}5$ mm
„	v_{300}	$d = 11{,}5$ mm	$h = 3{,}5$ mm

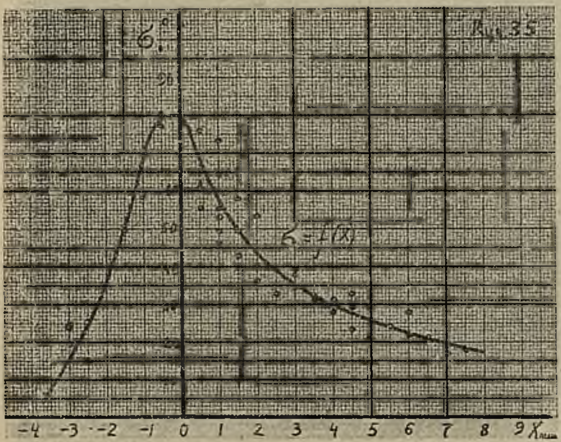
W porównaniu do płyty twardej, działanie płyty miękkiej różni się tem, że przestrzeń, gdzie działanie powyższe występuje, wynosi 8 (albo 12 mm przy liczeniu 4 mm na $\frac{1}{2}$ średnicy pocisku) zamiast 6 (lub 10 mm), a rozbijanie się pocisku na części, nie mogące wyjść poza strzelnicę, zaczyna się przy 1 mm, zamiast — 2 mm. Przestrzeń brzegowa istotnie niebezpieczna wynosi więc 3 mm, zamiast 2 mm, jak to było przy płycie bardzo twardej.

Kąt odbicia się pocisku, jak i przy płycie twardej—duży, jedynie drobne odpryski mają tor bardziej płaski, niż przy płycie twardej.

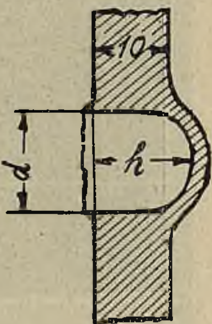
Natomiast zniszczenie płyty jest o wiele większe, i to zarówno przy urywaniu brzegów, jak i przy działaniu na środek płyty.



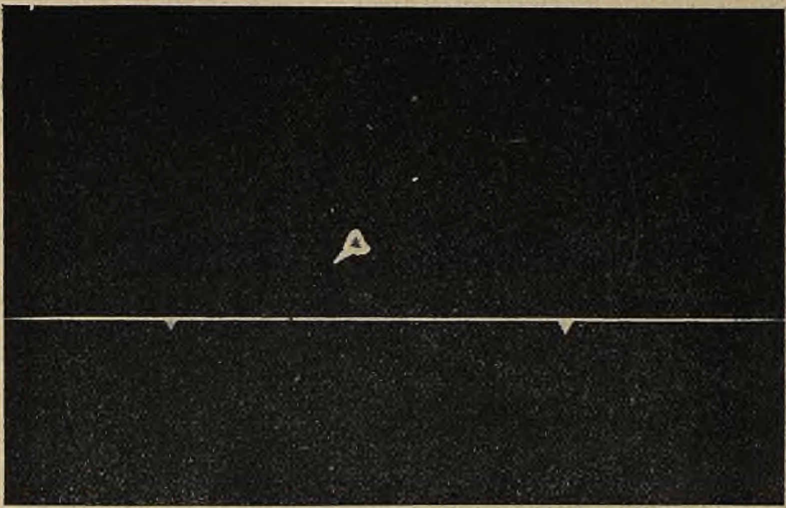
Rys. 34.
Wykres $\zeta = f(x)$ dla szybkości v_{100} dla płyty z miękkiej stali.



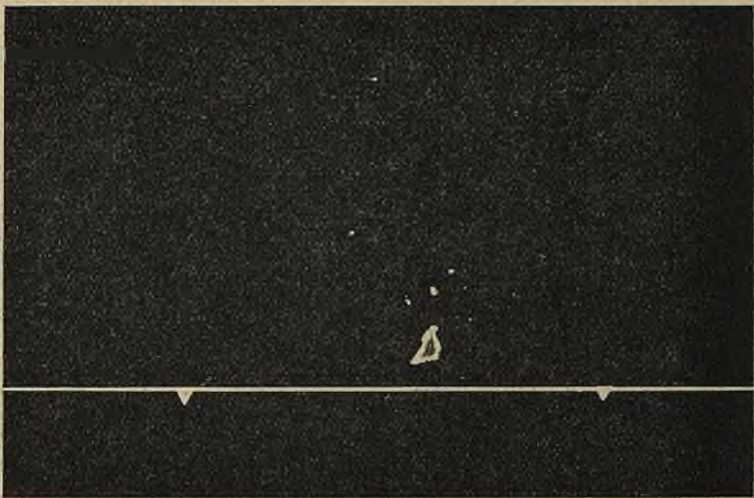
Rys. 35.
Wykres $\sigma = f(x)$ dla szybkości v_{100} dla płyty z miękkiej stali.



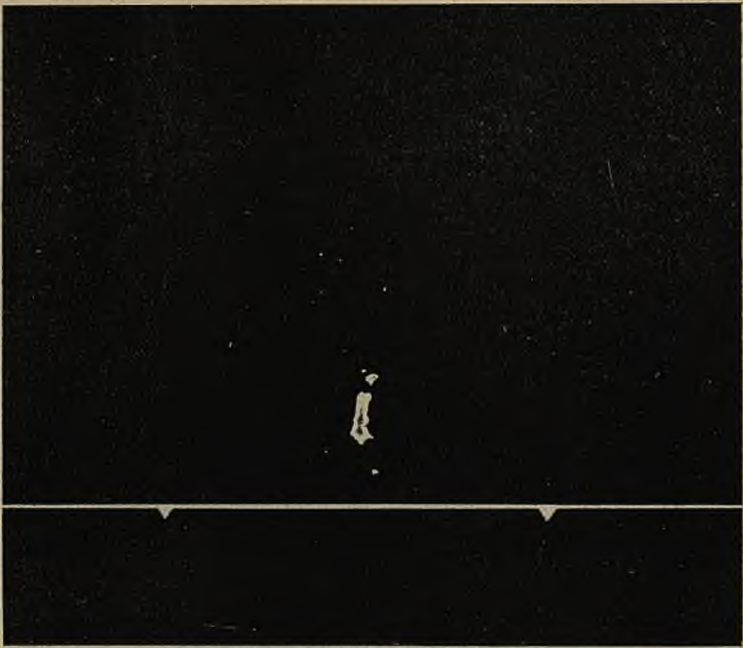
Rys. 36.
Wydrążenie w płycie stalowej.



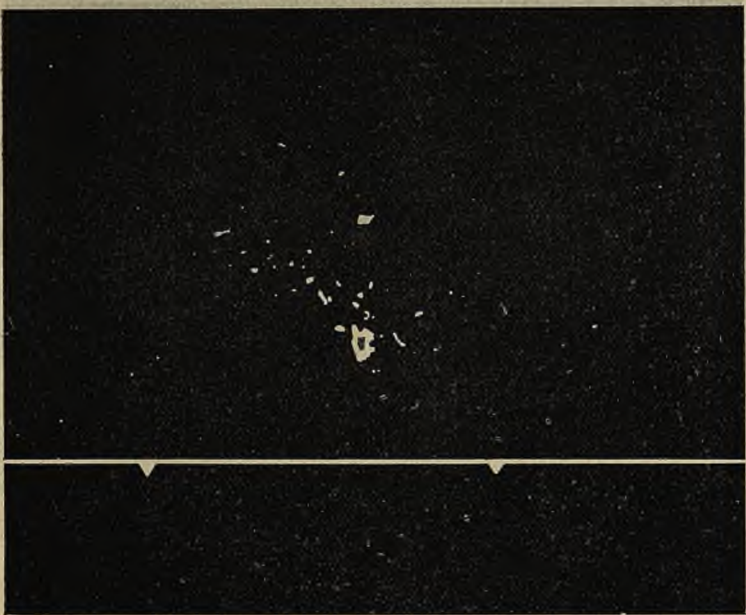
Fot. 48 (× 0,184) $x = -3,5$ mm



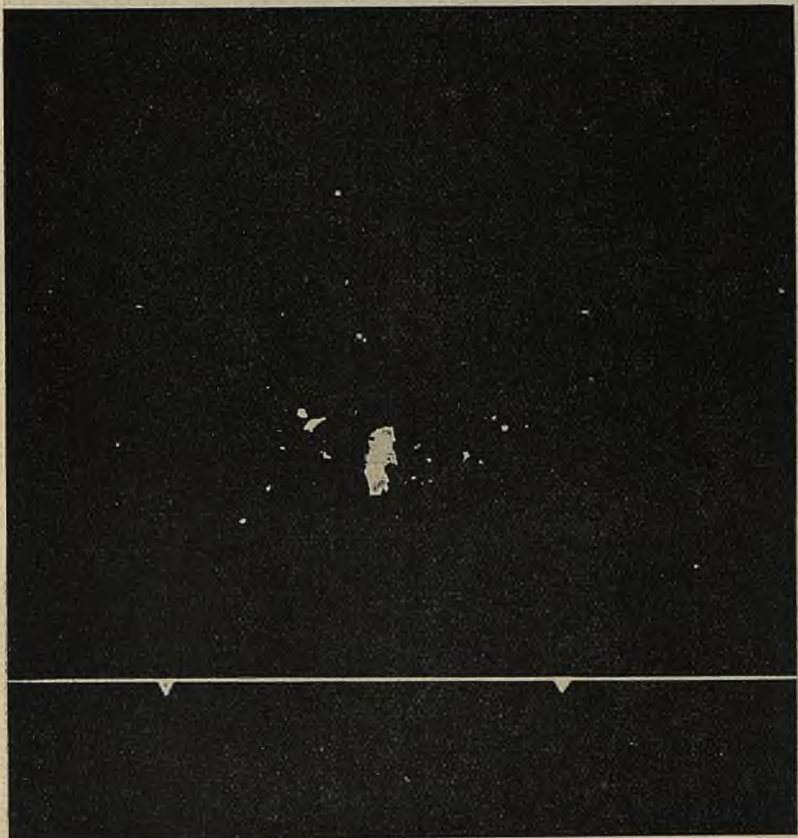
Fot. 49 (× 0,184) $x = -3$ mm



Fot. 50 (× 0,184) $x = -2{,}5$ mm



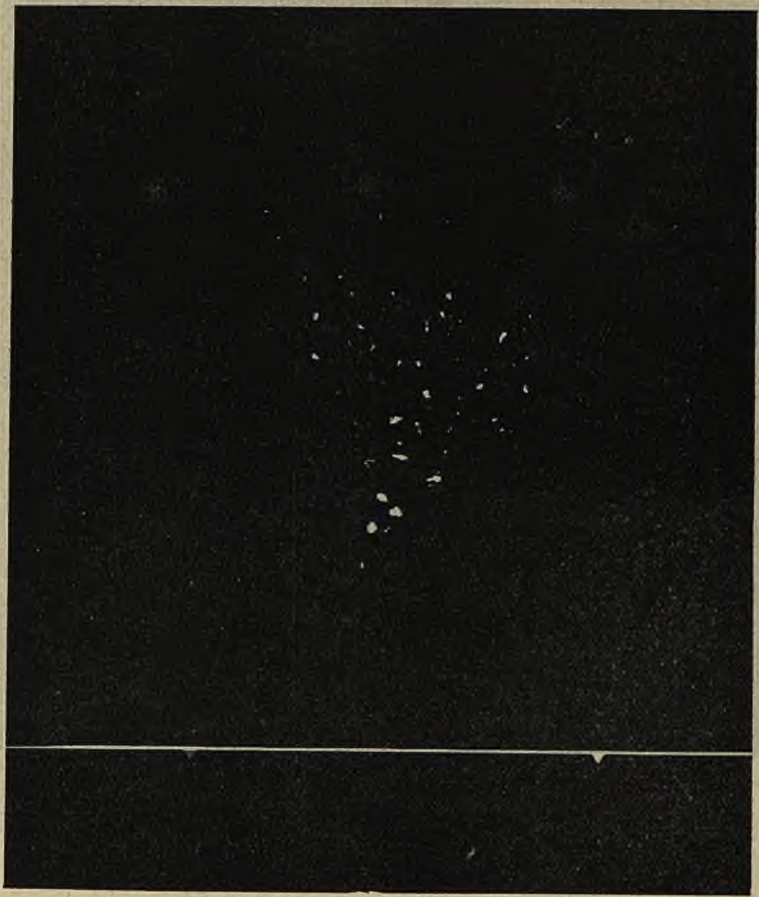
Fot. 51 (× 0,184) $x = -1{,}5$ mm



Fot. 52 (× 0,184) $x = -0{,}5$ mm



Fot. 53 (× 0,184) $x = 0{,}5$ mm



Fot. 54 ($\times$ 0,184) $x = 2$ mm



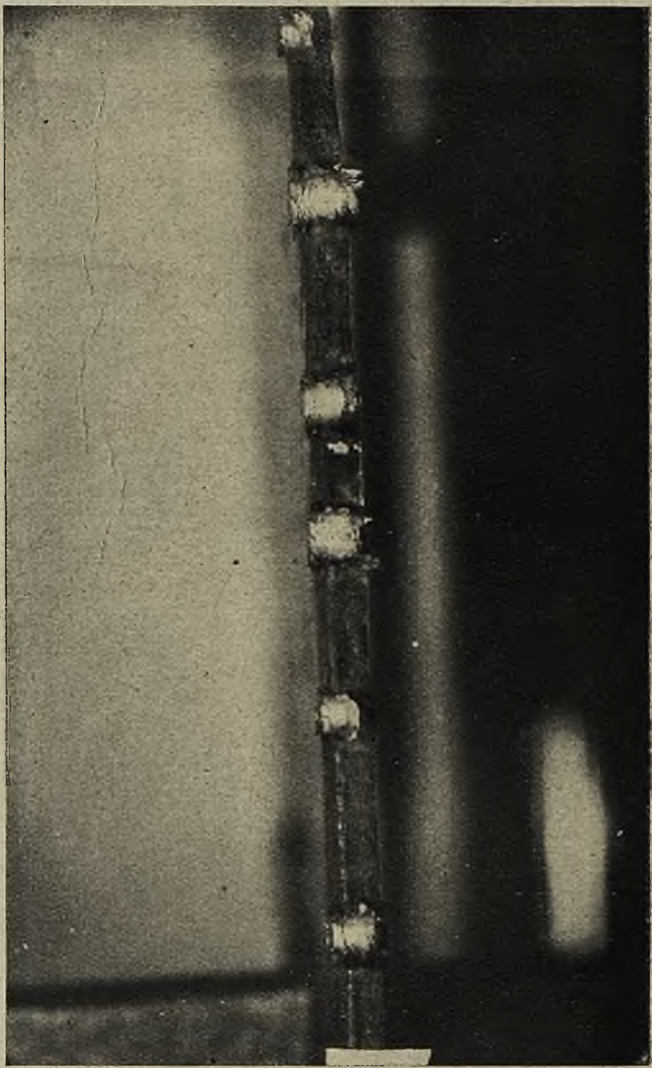
Fot. 55 (× 0,184) $x = 3$ mm



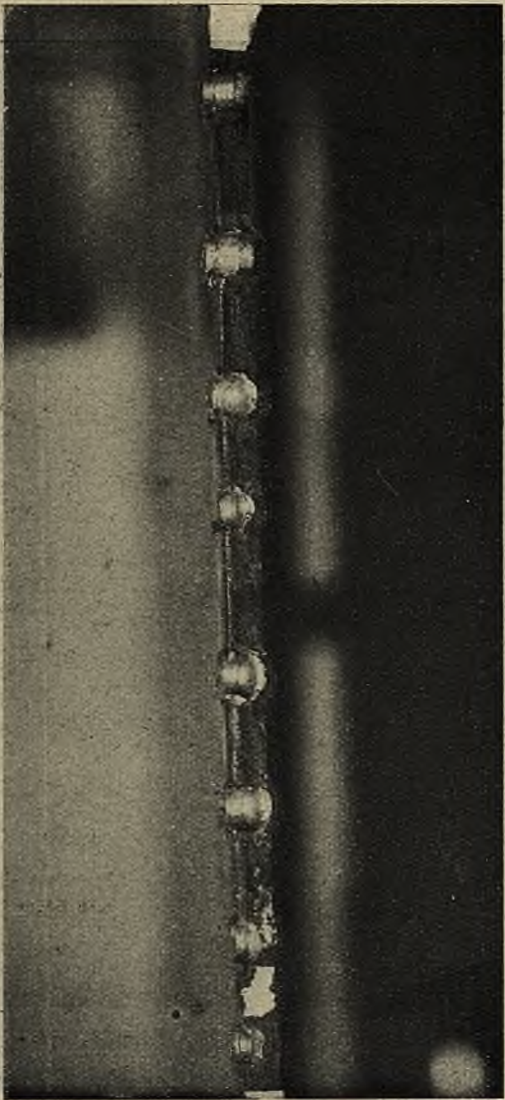
Fot. 56 (× 0,184) $x = 4$ mm



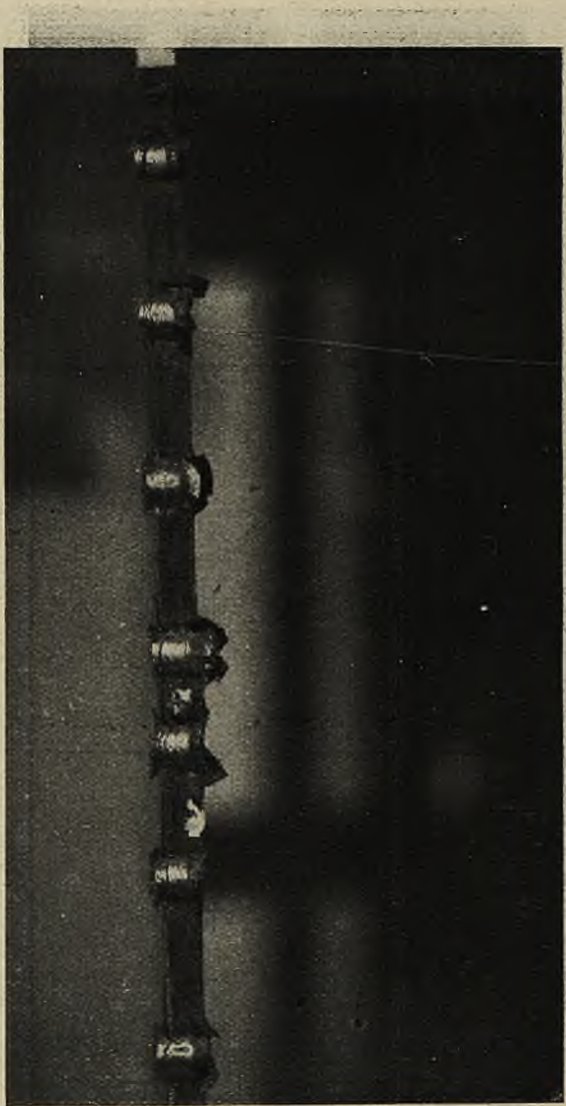
Fot. 57 ($\times$ 0,184) $x = 6$ m m



Fot. 58 (× 0,5).
Fragment krawędzi płyty z miękkiej stali.



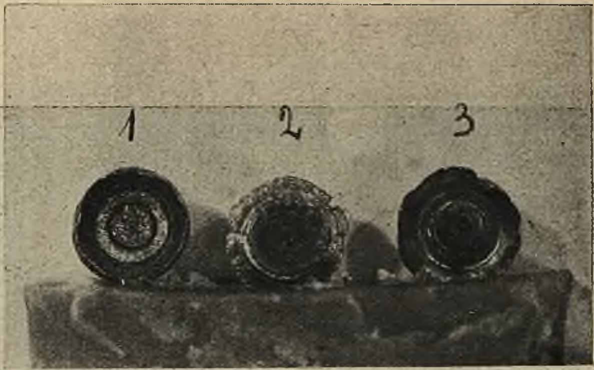
Fot. 59 (× 0,5). Fragment krawędzi płyty z miękkiej stali.



Fot. 60 (× 0,5). Fragment krawędzi płyty z miękkiej stali.



Fot. 61 (× 0,5). Fragment krawędzi płyty z miękkiej stali.



Fot. Nr. 62 (× 1.2)
1. v_{100} płyta miękka
2. v_{100} płyta twarda
3. v_{300} płyta miękka.

III. Porównanie z wynikami obcemi.

Próby francuskie, o których mowa w cytowanej powyżej książce „Organisation des Champs de Tir" przeprowadzone były z pociskami o ostrzu tępem (owalnem) i przy

$$v_0 < 600 \text{ m/sek.}$$

Tem ciekawsze więc będzie porównanie wyników przez nas osiągniętych z temi wynikami.

Przedewszystkiem w naszych próbach przy odbijaniu się pocisków od środowiska przenikliwego (drzewo) potwierdza się prawo sinusów, wedle którego odbicie zamienia się na przenikanie z chwilą, gdy

$$v \sin \vartheta > V,$$

gdzie V jest pewną wielkością stałą, charakterystyczną dla danego materjału. Istotnie, biorąc w naszych próbach na odbijanie się od drzewa

$$V = 155 \text{ m/sek,}$$

otrzymujemy kąt graniczny 12^0 dla v_{100}, $13^1/_2{}^0$ dla v_{200} i $15^1/_2{}^0$ dla v_{300}, co jest dość zgodne z poczynionemi obserwacjami.

Rzecz charakterystyczna tylko, że o ile dla sosny V wynosiło przy pociskach tępych 60 m/sek [1]), to przy pociskach kształtu „S" wynosi ono 155, a więc $2^1/_2$ razy więcej.

Charakteryzuje to wyraźnie znaczenie ostrza przy odbijaniu się i wykazuje, jak niebezpiecznie jest przenosić wzory empiryczne, wyprowadzone przy pociskach pewnego kształtu, na pociski kształtu zupełnie innego.

Wedle naszych danych, kąt odbicia wynosi przeciętnie 2 razy więcej niż kąt padania.

Praca francuska (l. c. str. 102) podaje, że do 10^0 kąta padania[2]) kąt odbicia[2]) jest mniejszy od padania, a między 10^0 a 45^0 mniej-więcej mu równy.

Ta niezgodność naszych prób z danemi dawnemi pochodzi z jednej strony niewątpliwie z odmiennego kształtu pocisku, wybitnie sprzyjającego odbijaniu się (co podkreśliliśmy już wyżej), z drugiej zaś strony z tego, że próby francuskie, o których mowa, przeprowadzone były po większej części pociskami ołowianemi o małej szybkości.

Prób odbijania się od krawędzi drzewa, analogicznych do naszych, nie spotykaliśmy w literaturze.

Odnośnie działania stali na odbijanie się pocisku, próby nasze w zupełności potwierdziły dawniej już poczynione obserwacje, że pocisk, uderzając o płytę stalową, zmienia swój tor w ten sposób, że idzie dalej cały — lub rozbity, prawie równolegle do płaszczyzny odbijającej.

Kąt padania, począwszy od którego pocisk zaczyna się rozbijać na płycie stalowej, wyniósł dla pocisków tępych 1^0 — 2^0. Wedle naszych prób, dla pocisków ostrych wynosi on około 7^0 — 10^0. I tu znów ostrze sprzyja odbijaniu się pocisku.

Zachowanie się pocisków, uderzających prawie prostopadle w płytę, jest prawie takie same dla pocisku „S", jak i dla tępych. Pocisk rozbija się na drobne cząsteczki, rozsypujące się przeważnie na boki (w naszych próbach kąt maksymalny ζ_2 nie przekraczał w tym wypadku 10^0).

---

[1]) Wedle danych francuskich V wynosi:

90 m/sek dla drzewa dębowego i pocisków wydłużonych
120 „ „ „ „ kulistych
60 „ „ sosnowego (topolowego) i pocisków „jakiegokolwiek kształtu" (l. c. str. 100).

[2]) Kąty liczone do powierzchni.

Krawędziowe działanie płyty stalowej okazało się w próbach naszych takie same prawie, jak w omawianych próbach francuskich, w których „niebezpieczna" przestrzeń krawędzi określona została na 5—6 mm, a więc zupełnie podobnie, jak u nas. Zgodność ta jest tem ciekawsza, że wydawaćby się mogło, iż ostrze i tu wpływa na zwiększenie możliwości odbijania się pocisku. Zaobserwowaną zgodność można tłomaczyć tem, że przy uderzeniu o płytę, ostrze się rozbija, wskutek czego w dalszym locie pocisku kształt jego przestaje odgrywać rolę.

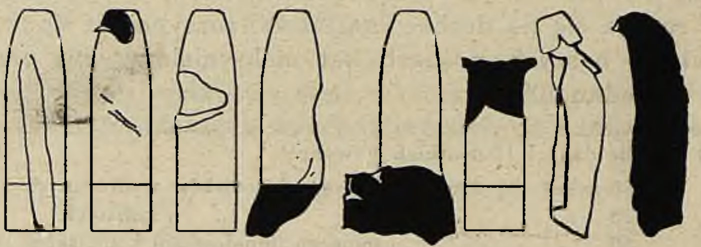
Wygląd pocisków rozbitych w próbach francuskich (rys. 37) jest bardzo podobny do naszego.

W próbach francuskich brak szczegółowej analizy, jaka odległość od krawędzi jaki powoduje stopień zniszczenia. Z tego też powodu pod tym względem trudno jest ustalić jakiekolwiek porównanie.

W próbach francuskich określono kąt odbijania się pocisków od krawędzi w ten sposób, że ustawiono w odległości 5 m od krawędzi tarczę pionową, na której zbierano ślady pocisków. W ten sposób na 100 pocisków otrzymano 166 śladów, z których

13%	miało	kąt	odbicia	zawarty	między	0 — 5°40′
33%	„	„	„	„	„	5°40′ — 11°20′
22%	„	„	„	„	„	11°20′ — 16°40′
15%	„	„	„	„	„	16°40′ — 21°45′
10%	„	„	„	„	„	21°45′ — 25°30′
3%	„	„	„	„	„	25°30′ — 31°
3%	„	„	„	„	„	31° — 35°
1%	„	„	„	„	„	ponad 35°.

Ponadto stwierdzono, że pocisk po odbiciu zbacza w lewo (karabin ma lufę lewoskrętną).



Rys. 37.
Wygląd pocisków odbitych od krawędzi płyty stalowej wedle prób francuskich.

Nasze próby przeprowadzono w inny sposób tak, że tej ostatniej obserwacji nie mogły sprawdzić. Również i kąty odbicia były mierzone w inny sposób. Porównanie jest tem trudniejsze, że w wielu wypadkach rozpylenie się pocisku uniemożliwiało pomiar kąta odbicia.

Chcąc jednak mieć choć przybliżone dane porównawcze, przeliczyliśmy odbicia w ten sposób, że jako ślad odbicia bierzemy ζ_s tam, gdzie je zaobserwowano, w przeciwnym zaś razie przyjmujemy, że $\zeta_s \cong \zeta_1 + \frac{\zeta_2 - \zeta_1}{9}$, co w przybliżeniu odpowiada rzeczywistości.

Rozłożenie odbić, przy tem założeniu, przedstawia poniższe zestawienie:

Kąt odbicia	Płyta stalowa twarda		Płyta stalowa miękka
	v_{100}	v_{300}	v_{100}
0° — 5°40′	6%	12%	8%
5°40′ — 11°20′	4%	12%	8%
11°20′ — 16°40′	6%	—	30%
16°40′ — 21°45′	—	20%	32%
21°45′ — 25°30′	2%	6%	14%
25°30′ — 31°	—	—	8%
31° — 35°	8%	—	—
ponad 35°	74%	50%	—

Widać więc, że płyta stalowa miękka daje obraz dość podobny do prób francuskich, choć i tu następuje pewne przesunięcie w górę średniego kąta odbicia (około 8° w próbach francuskich, około 16° w naszych).

Natomiast płyta stalowa twarda powoduje wyraźne podniesienie się kąta odbicia, skoro ponad 50% odbić daje kąty wyższe niż 35°.

Ogółem więc można stwierdzić, że próby nasze dały wyniki potwierdzające i uzupełniające wyniki prób francuskich, wskazując równocześnie, że ostrze smukłe w dużym stopniu, większym niżby tego można było się spodziewać a priori, powiększa wszelkie niekorzystne czynniki odbić.

Tem może należy tłumaczyć częsty objaw, że strzelnice, zupełnie bezpieczne dla otoczenia tak długo, jak długo używano na

nich pocisków tępych, stają się niebezpieczne z chwilą wprowadzenia do nich pocisków ostrych.

Fakt ten nakłada na nowoczesnego konstruktora strzelnic obowiązek znacznie staranniejszego przestrzegania bezpieczeństwa, niż to było na strzelnicach dawniejszych.

Próby nasze nie miały oczywiście pretensji do całkowitego wyjaśnienia zjawisk, zachodzących przy odbijaniu się pocisków.

Cel nasz był o wiele skromniejszy. Chodziło nam tylko o szczegółową i systematyczną analizę pewnego wycinka tych zjawisk, przyczem wybraliśmy z rozlicznych możliwości te, które dla celów praktycznych mieć mogą największe znaczenie.

Dopiero po wykonaniu szeregu prac analogicznych możnaby było uzyskać całkowity przegląd nader skomplikowanego zjawiska odbijania się pocisków.

IV. WNIOSKI DLA BUDOWY STRZELNIC.

Chcąc ułatwić konstruktorowi strzelnic ewentualne korzystanie z niniejszej pracy, postanowiliśmy na końcu podać krótkie streszczenie rezultatów naszej pracy.

1) Odbijanie się pocisków od ścian.

Przy padaniu pocisku na ścianę drewnianą (sosnową), można — prawie że niezależnie od kierunku włókien — ustalić dla pocisków ostrych kąt graniczny, po przekroczeniu którego pocisk przestaje się odbijać, na zasadzie wzoru

$$v \sin \vartheta = 155 \text{ m/sek},$$

gdzie v oznacza szybkość uderzenia pocisku, a ϑ kąt padania.

Daje to dla pocisku karabinowego „S" na odległość 100 m kąt krytyczny 12^0, na 200 m kąt $13\frac{1}{2}^0$, a na 300 m kąt $\sim 15\frac{1}{2}^0$.

Kąt odbicia jest w tym wypadku 1,8—2,2 razy większy od kąta padania dla włókien desek równoległych do płaszczyzny padania a 2,0—2,4 razy większy od kąta padania dla włókien prostopadłych, nie przekraczając w najgorszym wypadku 29^0—30^0.

Ponadto, na skutek obrotu, pocisk odbija się na prawo od płaszczyzny padania (a więc na dół dla ściany lewej, a w górę dla prawej) o kąt mogący w najniekorzystniejszym wypadku dochodzić do 18°.

Przy ścianach stalowych kąt odbicia się wynosi przy pociskach odbitych przeciętnie 2°, nie przekraczając nigdy 3°. Przy rozbijaniu się pocisku na odłamki, które zaczyna się już przy kącie padania około 5°, a staje się całkowitem po przekroczeniu 12°—14°, poszczególne odłamki mogą mieć kąt odbicia większy (średnio 8°), lecz nie są to odłamki niebezpieczne, mogące wyjść poza strzelnicę. Dlatego też dla celów praktycznych zupełnie wystarcza, jeżeli przyjmiemy kąt 12° jako kąt całkowitego rozbijania się pocisków, a kąt 3°—5° jako maksymalnie możliwy kąt odbicia.

2) Odbijanie się pocisków od krawędzi.

Dla deski „niebezpieczna część krawędzi" (t. j. ta część, która powoduje odbijanie się pocisków) wynosi dla krawędzi równoległych do włókien około 12 mm, a prostopadłyeh do nich 16—18 mm. Do liczby tej należy jeszcze przy obliczeniach prawdopodobieństwa odbijania się pocisków dodać ~ 4 mm na pół średnicy pocisku, t.j. na ten wypadek, kiedy tor ostrza pocisku przechodzi ponad krawędzią, lecz płaszcz pocisku zawadza o krawędź.

Z wypadkiem krawędzi deski należy się liczyć zawsze, ilekroć deska nieosłoniona może być narażona na uderzenie pocisku, a więc np. przy ramach tarczowych.

Kąt odbicia w tym wypadku nie przekracza 3° tak, że przy uderzeniu np. w górną krawędź, wał kulochwytny, którego szczyt odległy od deski o 300 m, ma wysokość ~ 16 m ponad nią (a nawet nieco mniej jeżeli uwzględnić obniżenie się toru pocisku na tej przestrzeni) zapewnia wstrzymanie każdego odbitego pocisku.

Z temi samemi odchyleniami należy się również liczyć i przy krawędziach bocznych.

Przy przechodzeniu pocisku przez deskę grubości 1″ należy się liczyć ze zmianami kierunku rzędu ~ 20′.

Dla krawędzi stalowej „przestrzeń niebezpieczna" wynosi 6 mm (płyta twarda) do 8 mm (płyta miękka), przyczem jak poprzednio należy dla obliczenia prawdopodobieństwa powstawania odbić doliczyć pół średnicy pocisku, t. j. ~ 4 mm.

Jeżeli jednak jako „przestrzeń niebezpieczną" liczyć tę jedynie, przy której mogą pociski wyjść poza obręb strzelnicy, to wynosi ona (uwzględniając już średnicę pocisku) 2 mm (płyta twarda) do 3 mm (płyta miękka).

Kąt odbicia jest dużo większy niż dla deski, sięgając nawet do 30°. W granicy niebezpiecznej, t. j. tej, gdzie pocisk odbija się cały, lub rozbija za części duże, mogące jeszcze wyjść poza strzelnicę, kąt odbicia wynosi dla całych pocisków do 10°, a dla poważnych ich odłamków do 15°.

Skutkiem tego szanse wyjścia tych odłamków poza teren strzelnicy są o wiele większe, niż przy odbijaniu się od deski.

Twardość płyty nie ma decydującego wpływu na jej krawędziowe działanie. Jedynie wytrzymałość płyty twardej jest oczywiście o wiele większa, niż miękkiej, co widać zwłaszcza przy odłupywaniu krawędzi — znacznie większem przy płycie miękkiej, niż twardej.

Ze stanowiska jednak bezpieczeństwa strzelnicy twardość płyty nie gra, jak z prób naszych wynika, decydującej roli.

623.54:623.451

Inż. CIUNDZIEWICKI JERZY
i CZERWIŃSKI IGNACY.

WYKREŚLNA METODA WYZNACZANIA ŚRODKÓW CIĘŻKOŚCI I MOMENTÓW BEZWŁADNOŚCI POCISKÓW.

Dla konstruktora nowych pocisków, jako też dla balistyka, niezmiernie ważną rzeczą jest dokładna znajomość położenia środka ciężkości badanego lub też projektowanego pocisku, oraz znajomość momentów bezwładności w odniesieniu do osi przechodzącej przez środek ciężkości, prostopadle do osi symetrji pocisku, oraz w odniesieniu do samej osi symetrji pocisku.

Znajomość momentów bezwładności potrzebną jest do następujących celów:

1) Do obliczania skorup pocisków.

2) Do studjowania ruchu pocisku dookoła środka ciężkości podczas jego lotu w powietrzu (badanie stabilizacji pocisku na torze).

3) Do obliczeń z balistyki wewnętrznej, przy których ruch obrotowy pocisku dookoła swej osi musi być wzięty pod uwagę.

4) Może znaleźć duże zastosowanie jako podstawa przy badaniu nowych pocisków artyleryjskich dużych kalibrów, przez zastąpienie ich przez pociski z dowolnego materjału; stosuje się to w tym wypadku, gdy chodzi jedynie o zachowanie się pocisku na torze, a nie o działanie pocisku u celu; naprzykład wypadek ten zachodzi przy strzelaniu balistycznem przy ułożeniu tabel strzelniczych, gdy chodzi specjalnie o zmniejszenie kosztów wspomnianego strzelania.

Chodzi nam wtedy o skonstruowanie takiego pocisku zastępczego, aby wielkości charakteryzujące jego lot były takie, jak dla pocisku stalowego, t. j.: kaliber, długość pocisku, jego kształt oraz ciężar, położenie środka ciężkości i oba momenty bezwładności, ponieważ jedynie identyczność łączna tych wielkości będzie powodowała identyczny ruch obu pocisków (rzeczywistego i zastępczego) dookoła środka ciężkości.

Istnieją sposoby określania momentów bezwładności i środków ciężkości pocisków gotowych (Cranz T. III wyd. II str. 17—24), lecz konstruktor przy projektowaniu nowego pocisku, a po większej części i balistyk, mają do czynienia jedynie z rysunkiem pocisku.

Analityczne wyznaczanie środka ciężkości i momentu bezwładności pocisku jest niezmiernie kłopotliwe i dość niedokładne.

Sposób wyznaczania momentu bezwładności gotowego pocisku, który został opisany przez Cranz'a, a w naszej literaturze w Nr. 8 z 1931 roku Wiadomości Techniczno-Artyleryjskich, nie daje w praktyce zadawalających rezultatów (zbyt mała dokładność, zwłaszcza względem osi podłużnej; pomiar i obliczenie wyników trwały dla jednego pocisku około 18 godzin, a dla pocisków małokalibrowych metoda opisana okazała się całkowicie nieodpowiednią).

Mamy zamiar w tem miejscu podać krótki opis metody określania położenia środka ciężkości i momentów bezwładności pocisków dowolnego kalibru, dającej bardzo dobre wyniki, posługując się jedynie planimetrem i rysunkiem pocisku.

Niech dany będzie rysunek pocisku badanego.

Objętość pocisku V wyrazi się wzorem:

$$V = \pi \int_0^l y^2 dx$$

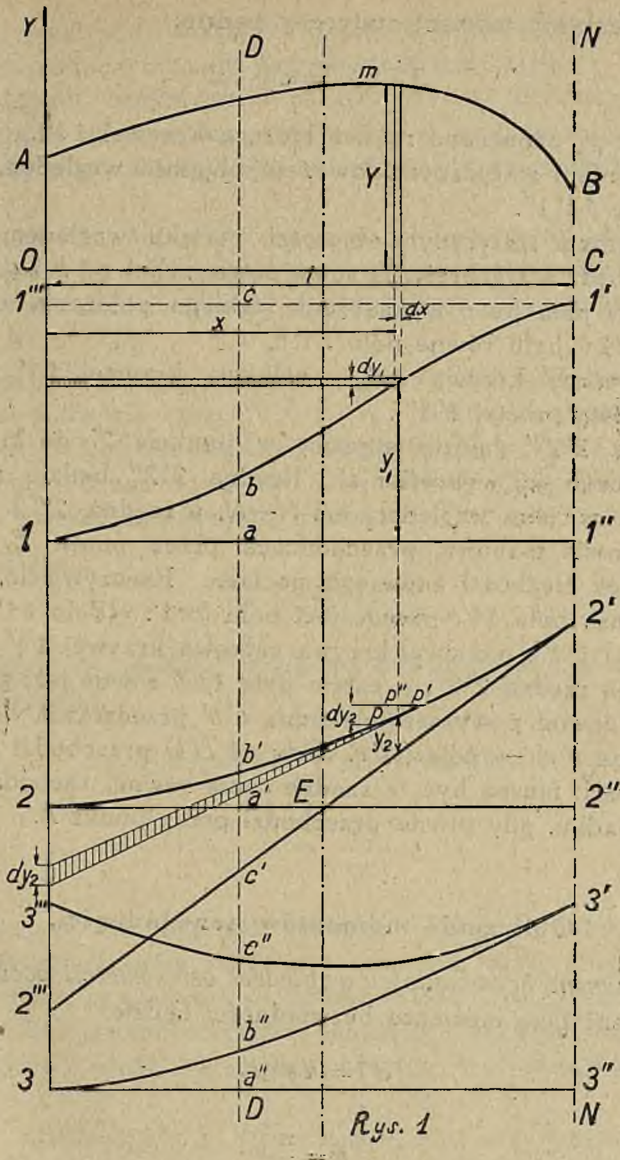
gdzie y oznacza rzędną bieżącą zarysu pocisku.

Wykreślmy krzywą:

$$y^2 = f(x) = Y \quad . \quad . \quad . \quad \text{(rys. 1)}$$

wtedy:

$$\frac{V}{\pi} = \int_0^l Y dx = \text{polu } AmBCO.$$



Rys. 1

Kreślimy krzywą całkową krzywej Y; niech to będzie $1 — 1'$. Rzędna $1'' 1'$ przedstawia w skali pole $OAmBC$ t. j. objętość pocisku V.

Momentem statycznym objętości pocisku względem osi y-ków będzie pole $1\,1'\,1'''$.

(Elementarny moment statyczny będzie:

$$Y dx \, . \, x = dy_1 \, . \, x$$

gdzie przez y_1 oznaczono rzędną bieżącą krzywej 1 1′).

Momentem statycznym powyższej objętości względem osi N—N będzie pole 1 1′ 1″.

Momentem statycznym objętości pocisku względem dowolnej osi D—D będzie algebraiczna suma powierzchni a 1 b i c 1′ b.

Chodzi nam tu o wyznaczenie takiego położenia osi D—D, aby pole a 1 b było równe polu c 1′ b.

Wykreślmy krzywą 2 2′ — całkową krzywej 1 1′ oraz linję 2′ 2‴ całkową prostej 1′ 1‴.

Prosta 2′ 2‴ będzie styczną w punkcie 2′ do krzywej 2 2′ (jest to sposób jej wykreślania). Rzędna 2′ 2″ będzie momentem statycznym pocisku względem osi N—N, a rzędna 2‴ 2 względem osi yy. Prosta pionowa, przechodząca przez punkt E, przejdzie przez środek ciężkości badanego pocisku. Rzeczywiście, dla tego położenia osi, pole 1 ba równe jest polu bc 1′. (Pole 1 1′ 1″ równe jest polu ac 1′ 1″, ponieważ krzywa całkowa krzywej 1 1′ i linji 1′ c ma wspólną rzędną 2′ 2″, a zatem pole 1 ab równe jest polu 1′ bc).

Inny dowód powyższego: rzędna $a'b'$ przedstawia w skali pole ab 1, rzędna $b'c'$ — pole b 1′ c. Gdy oś DD przechodzi przez środek ciężkości, muszą być te rzędne sobie równe; zachodzi to jedynie w wypadku, gdy prosta przechodzi przez punkt E.

Obliczenie momentów bezwładności.

a) *Moment bezwładności względem osi symetrji pocisku.*

Element tego momentu bezwładności będzie:

$$dJ = k y^4 dx$$

gdzie

$$k = \frac{\pi \gamma}{2g}$$

Wykreślmy krzywą:

$$y_1 = y^4 = f_1(x)$$

wtedy:

$$J = k \, . \int_0^l f_1(x) \, dx$$

t. j. pole ograniczone krzywą Y_1, osią x, y i rzędną $x = 1$ przedstawi nam szukany moment bezwładności (w skali).

b) *Moment bezwładności względem osi poprzecznej pocisku.*

Uważamy za stosowne przytoczyć w tem miejscu, celem wyjaśnienia dalszego, następujące twierdzenie z dynamiki ciała sztywnego:

Moment bezwładności względem osi jest równy sumie momentów względem dwóch płaszczyzn, przechodzących przez tę oś i prostopadłych do siebie. (Nauka o ruchu prof. Zygmunta Straszewicza wyd. II str. 212).

Zatem elementarny moment względem osi poprzecznej będzie się składał z dwóch części dJ_1 i dJ_2, gdzie dJ_1 jest momentem bezwładności elementu objętości względem płaszczyzny poprzecznej, przechodzącej przez oś, a dJ_2 jest takimże momentem elementu względem płaszczyzny symetrji pocisku.

Ponieważ:

$$dJ_2 = 0{,}5\, dJ$$

zatem:

elementarny moment względem dowolnej osi poprzecznej wyrazi się wzorem:

$$dJ_1 + dJ_2 = k_1 x^2 y^2 dx + 0{,}5\, k y^4 dx$$

gdzie

$$k_1 = \frac{\pi \gamma}{g}$$

Powróćmy do naszego rysunku. Rzędna bieżąca wykresu $2\,2'\,2''$ przedstawia nam zmienność momentu statycznego objętości części pocisku, znajdującej się z lewej strony osi, rzędna wykresu, $2\,2'\,2'''$ — takąż zmienność części, znajdującej się z prawej strony osi.

Oznaczmy przez y_2 rzędną bieżącą tego drugiego wykresu wtedy:

$$dJ_1 = k_1 y^2 dx\,.\,x\,.\,x = k_1\, dy_1\,.\,x\,.\,x = k_1\, dy_2\,.\,x$$

Należy znaleźć odciętą, odpowiadającą dy_2. Poprowadźmy przez krańce dy_2 dwie styczne do $2\,2'$. Niech punktami styku będą p i p', a p'' punkt przecięcia się obu stycznych; jest on oddalony o x od osi yy. Pole trójkąta o podstawie dy_2 i wierzchołku w p'' da nam połowę szukanego elementarnego momentu bezwładności dJ_1.

Pole $22'2''$ (rzędna $3''3'$) przedstawia połowę części J_1, momentu bezwładności pocisku względem osi NN (krzywa $33'$ jest całkową krzywej $22'$, a $3'3'''$ — całkową prostej $2'2'''$), pole $22'2'''$ (rzędna $3'3'''$) jest połową tej części momentu bezwładności pocisku względem osi yy.

Dla dowolnej osi DD połową momentu bezwładności J_1 będzie suma pól $b'2a'$ i $b'2'c'$ (odcinków $a''b''$ i $b''c''$).

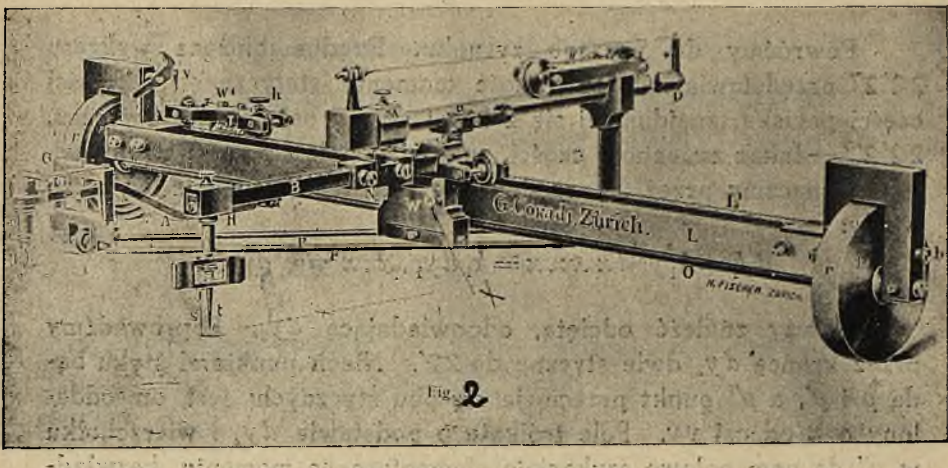
Krzywą całkową danej krzywej otrzymamy w sposób następujący: dzielimy odcinek OC na dowolną ilość części, przez punkty podziału prowadzimy rzędne, następnie planimetrujemy pole zawarte między krzywą, osią yy, xx i wykreśloną rzędną. Odkładamy w skali w kierunku rzędnych wielkości otrzymanego pola (odcięte zadanej krzywej); w ten sposób otrzymujemy dowolną ilość punktów krzywej całkowej.

Zakład Balistyki Politechniki Warszawskiej posiada przyrząd „integraf" Abdank-Abakanowicza, wykonany przez Coradi'ego w Zurichu, umożliwiający odrazu wykreślanie krzywej całkowej danej krzywej.

Fotografję „integrafu" przedstawia rys 2.

Przykład. Niech będzie do określenia środek ciężkości i oba momenty bezwładności skorupy pocisku.

Niech rys. 3 przedstawia $y^2 = f(x)$ tej skorupy (analogja do krzywej AmB rys. 1).



Rys. 2.

Uważamy powierzchnię $EnMGn'F$ za sumę algebraiczną powierzchni dodatniej $EnMH$ i powierzchni ujemnej $Fn'GH$.

Wykreślmy krzywe całkowe 1 1′ i 1 1″ (rys. 4), odpowiadające powierzchniom $EnMH$ i $Fn'GH$, a zaczynając od punktu 1′ wykreślmy po raz drugi krzywą całkową pola ujemnego $Fn'GH$; z łatwością zauważymy, że różnica dwóch odpowiednich rzędnych tej krzywej 1′ 1‴ i krzywej 1 1″ jest stała i przedstawia wspomnianą powierzchnię.

Uwaga. Krzywe 1 1″ i 1′ 1‴ odgrywają tu tę samą rolę, co krzywe, posiadające te same oznaczenia na rysunku 1.

Całkując powtórnie (rys. 5) otrzymamy krzywe 2 2″, 2 2′ i 2′ 2‴; punkt przecięcia się krzywych 2 2″ i 2′ 2‴ leży na pionowej, przechodzącej przez środek ciężkości rozpatrywanej skorupy.

Nakoniec trzecie całkowanie (rys. 6) daje nam możność otrzymania składowej J_1 momentu bezwładności względem dowolnej osi poprzecznej.

Odcinek tej osi, zawarty między krzywemi 3 3″ i 3′ 3‴, jest miarą połowy tego momentu bezwładności (ze względów wyjaśnionych na rys. 1).

Dla znalezienia składowej J_2 momentu względem tejże osi lub momentu względem osi symetrji pocisku, wykreślamy $y^4 = f(x)$ skorupy (rys. 7) i kreślimy krzywe całkowe powyższej funkcji (rys. 8); rzędna końcowa LK tego wykresu będzie szukanym momentem (w skali).

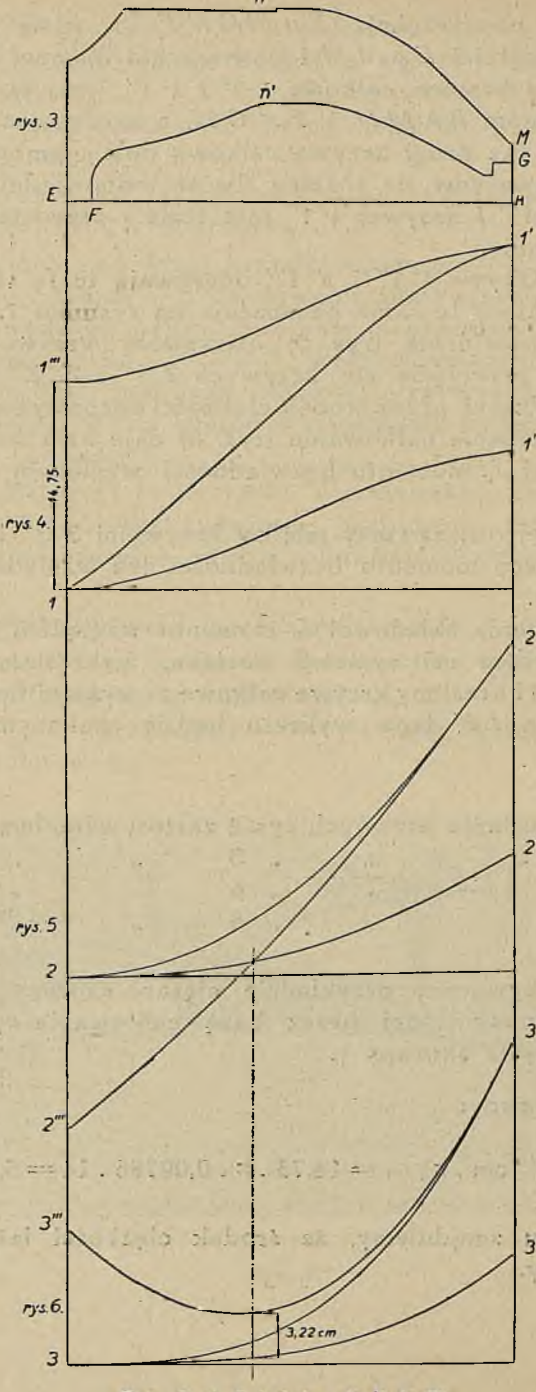
Przy wykreślaniu	krzywych	rys.	4	zastosowano	bazę	$a_1 = 14$	cm
„	„	„	5	„	„	$a_2 = 16$	„
„	„	„	6	„	„	$a_3 = 10$	„
„	„	„	8	„	„	$a_4 = 20$	„

W rozpatrywanym przykładzie ciężar skorupy równy jest rzędnej 1 1‴, pomnożonej przez bazę całkowania a_1, π i ciężar właściwy tworzywa skorupy γ.

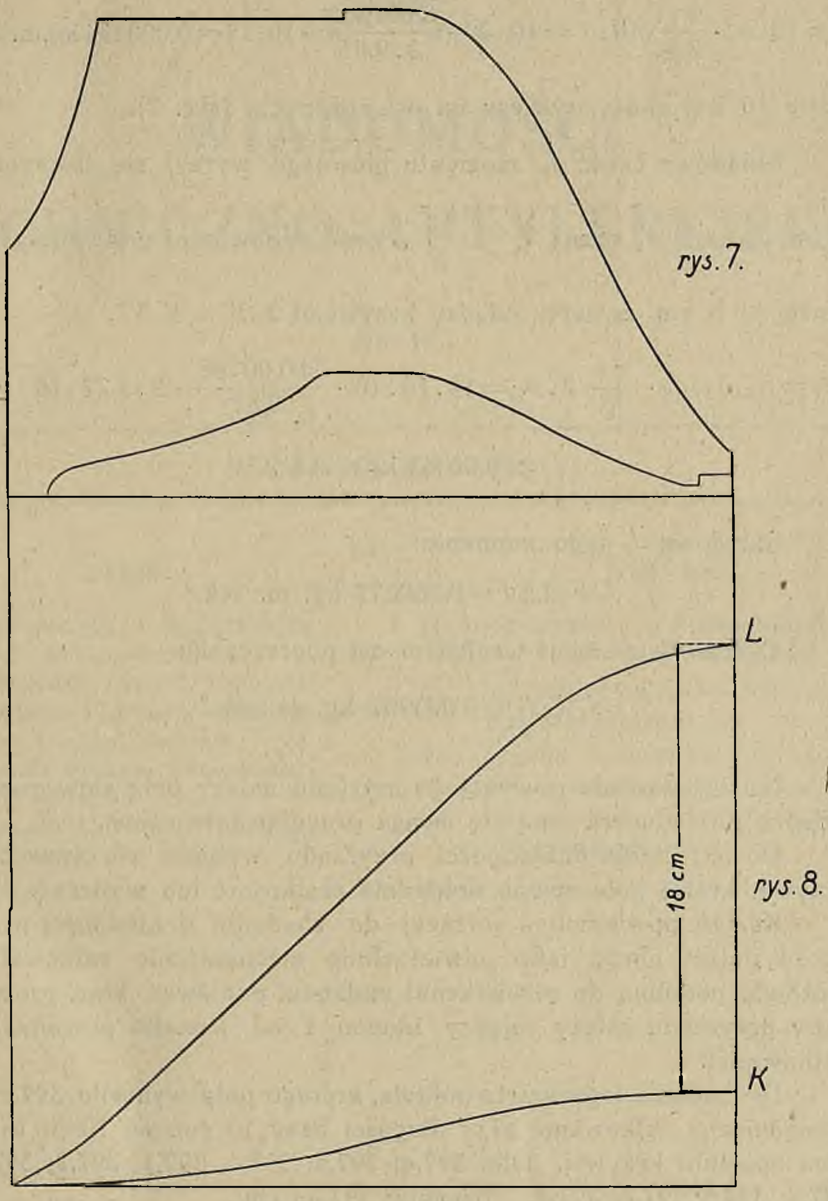
Ciężar skorupy:

$$G = 1\ 1''' \text{cm} \,.\, \pi \gamma a_1 = 14{,}75 \,.\, \pi \,.\, 0{,}00786 \,.\, 14 = 5{,}1 \text{ kg.}$$

Z wykresu znajdujemy, że środek ciężkości leży o 120 mm od dna skorupy.



Rys. 3, 4, 5 i 6 (w skali 1 : 5).



Rys. 7 i 8 (w skali 1 : 3).

Moment względem osi symetrji pocisku J:

$$J = 10 \,.\, a_4 \cdot \frac{\pi\gamma}{2g} \cdot 10^{-4} \,.\, x = 10 \,.\, 20 \cdot \frac{0{,}00786\,\pi}{2 \,.\, 9{,}81} \cdot 10^{-4} \,.\, 18 = 0{,}000454 \text{ kg.m.sek}^2$$

gdzie 10 jest skalą wykresu na osi rzędnych. (rys. 7).

Składowa część J_1 momentu głównego wyrazi się iloczynem: 3 baz a_1, a_2 i a_3 przez $k_1 = \frac{\pi\gamma}{g}$, oraz odpowiedni podwojony odcinek x_1 w cm, zawarty między krzywemi 3 3″ i 3′ 3‴.

$$J_1 = a_1 \,.\, a_2 \,.\, a_3 \cdot \frac{\pi\gamma}{g} 2 \,.\, x_1 = 14 \,.\, 16 \,.\, 10 \cdot \frac{\pi\, 0{,}00786}{9{,}81} \cdot 2 \,.\, 3{,}22 \,.\, 10^{-4} =$$

$$= 0{,}00363 \text{ kg.m.sek}^2.$$

Składowa J_2 tego momentu:

$$J_2 = 0{,}5\, J = 0{,}000277 \text{ kg. m. sek.}^2$$

Całkowity moment względem osi poprzecznej:

$$J_1 + J_2 = 0{,}003907 \text{ kg. m. sek.}^2$$

Na zakończenie powyższego artykułu należy parę słów powiedzieć o dokładności, jaką się osiąga pracując integrafem.

Do określenia dokładności przyrządu wybiera się zazwyczaj krzywą, której pole można dokładnie zcałkować lub wyliczyć.

Kształt powierzchni, służącej do zbadania dokładności przyrządu, należy obrać jako powierzchnię mechanicznie całkowalną, możliwie podobną do powierzchni zadanej, ponieważ błąd procentowy przyrządu zależy między innemi i od kształtu powierzchni całkowanej.

Do badania tego wzięto półkole, którego pole wynosiło 397 cm². Mechaniczne całkowanie przy długości bazy 10 cm, po 10-cio krotnem opisaniu krzywej, dało: 397,4; 397,5; 397,4; 397,5; 397,3; 397,6; 397,4; 397,5; 397,2; 397,4. Średnio: 397,42 cm².

Średnio błąd kwadratowy pojedyńczego pomiaru wynosił: 0,1135 cm² t. j. 0,0286%.